ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Л. В. АРХАНГЕЛЬСКИЙ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ, В. П. ПРИХОДЦЕВА и Ю. В. ХОЛЬНОВ

# $\gamma$-ИЗЛУЧЕНИЕ И СХЕМА РАСПАДА $La^{140}$

## 1. Введение

Изучению распада $La^{140}$ посвящено много работ [1—26, 40]. Результаты этих исследований можно резюмировать в следующих пунктах.

1. Период полураспада $La^{140}$. Он измерялся в 13 работах [1—13]. Наиболее точными были, повидимому, измерения, сделанные в работе [13]: $T = 40{,}22 \pm 0{,}02$ часа.

Обычно встречающийся в лабораториях лантан содержит трудно отделимые примеси, главным образом редких земель. Поэтому $La^{140}$, получаемый по реакции (n, $\gamma$), часто оказывается загрязненным другими радиоактивными веществами. Отделение лантана от примесей после облучения затруднительно; это, вероятно, и привело к ряду ошибочных определений периода. Однако достаточно чистый лантан после облучения нейтронами дает активность, спадающую строго экспоненциально на протяжении 320 час [8].

Распад $La^{140}$, полученного при облучении лантана дейтонами, прослежен на протяжении 11 периодов [13] и оказался простым.

$La^{140}$ может быть химически выделен из растворов, содержащих $Ba^{140}$, получающийся при делении тяжелых элементов. Распад $La^{140}$, полученного этим путем, прослежен на протяжении 574 час [13] и также оказался простым.

Образование $La^{140}$ наблюдалось также при облучении $Ba^{138}$ тепловыми нейтронами: последовательный захват двух нейтронов приводит к $Ba^{140}$, из которого возникает $La^{140}$.

2. Непрерывный $\beta$-спектр $La^{140}$. Он был исследован при помощи магнитных спектрометров в четырех работах [9, 14—16]. Совпадающие выводы этих работ сводятся к тому, что:

а) верхняя граница самой жесткой компоненты $\beta$-спектра лежит между 2,12 и 2,26 MeV, согласно [9] $E_{гр} = 2{,}20 \pm 0{,}02$ MeV;

б) относительная интенсивность этой компоненты составляет 7—10%, согласно [9] $8 \pm 1$%;

в) график Ферми для $La^{140}$ криволинеен почти на всем своем протяжении.

Положение и относительная интенсивность мягких компонент $\beta$-спектра по упомянутым работам различны. Повидимому, можно считать достоверным, что имеются компоненты с энергией 1,6—1,7 MeV и 1,3—1,4 MeV.

В последних двух работах [9, 16] даны следующие компоненты:

| Башилов и др. [9] | | Пикок и др. [16] | |
|---|---|---|---|
| $E_{гр} = 2{,}20 \pm 0{,}02$ MeV | (8±1%) | $E_{гр} = 2{,}15$ MeV | (7%) |
| $= 1{,}62 \pm 0{.}02$ » | (14±1%) | $= 1{,}67$ » | (10%) |
| $= 1{,}36 \pm 0{,}02$ » | (30±2%) | $= 1{,}34$ » | (45%) |
| $= 1{,}15 \pm 0{,}03$ » | (20±1%) | $= 1{,}10$ » | (26%) |
| $= 0{,}86 \pm 0{,}03$ » | (12±2%) | $= 0{,}83$ » | (12%) |
| $= 0{,}42 \pm 0{,}04$ » | (16±2%) | — | |

Работа доложена на Совещании 20 февраля 1954 г. В статье в дискуссии учтены результаты позднее появившихся работ.

Уточнение границ и относительных интенсивностей компонент столь сложного β-спектра не может быть сделано непосредственно по форме спектра, так как неизвестна истинная форма спектра жестких компонент, которые нужно вычитать, чтобы найти мягкие. В этом случае только экспериментальное выделение парциальных β-спектров при помощи β — γ-совпадений может дать достаточно однозначные сведения.

Для наиболее жесткой компоненты β-спектра $La^{140}$ $fT \sim 10^9$; это значение свидетельствует о том, что распад сильно запрещен. Для более мягких компонент $fT$ меньше, но все же превосходит $2 \cdot 10^7$, и, следовательно, эти переходы также являются запрещенными.

3. Конверсионные электроны $La^{140}$. γ-Излучение $La^{140}$ обладает сложным спектром: в работе Корка и др. [17] замечены конверсионные линии, соответствующие пятнадцати γ-линиям. Однако все конверсионные линии $La^{140}$ имеют малую интенсивность. Сопоставление скорости счета β-частиц чистого $Ba^{140}$ и $Ba^{140}$, находящегося в равновесии с $La^{140}$, дает [10] для суммарного количества конверсионных электронов $La^{140}$ значение ~6% от числа распадов. Более точное число получается из спектра конверсионных электронов. Согласно [9] суммарное количество всех конверсионных электронов в интервале 200 ÷ 2000 keV составляет 1,9% от числа β-частиц; на область до 200 keV, согласно [17], приходится приблизительно половина этого числа. Таким образом, конверсионные электроны появляются меньше чем в 3% распадов.

Данные об энергии и относительной интенсивности конверсионных линий приведены в табл. 4.

4. γ-Излучение. Относительные интенсивности γ-линий до настоящего времени определялись только по фотоэлектронам [14, 16, 18—20, 40], фотонейтронам и фотопротонам [14, 15, 18, 19, 21—24]. Результаты приведены в табл. 1; они весьма противоречивы.

Таблица 1

**Относительные интенсивности γ-линий $La^{140}$, измеренные различными авторами по фотоэлектронам и фотонейтронам**

| Энергия γ-квантов, keV | Осборн и Пикок [14] | Миллер и Картисс [18] | Ралл и Вилкинсон [19] | Баннерман и др. [20, 40] | Пикок и др. [16] |
|---|---|---|---|---|---|
| 328,6 | 0,20 | 0,01 | 0,03 | 0,05 | 0,10 |
| 486,4 | 0,20 | 0,10 | 0,07 | 0,39 | 0,10 |
| 815,6 | 0,20 | 0,20 | 0,13 | 0,20 | 0,10 |
| 1597 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 2520 | 0,20 | 0,05 | 0,08 | 0,05 | — |

5. β — γ-Совпадения. Они изучались в 5 работах [14, 20, 21, 25, 26]. Из работ [14, 21, 25], выполненных при помощи счетчиков, не разделявших β- и γ-лучи по энергиям, можно сделать только тот вывод, что «интегральные» β — γ-совпадения мало зависят от фильтрации β-частиц. В работе [26], выполненной с двумя кристаллическими счетчиками, производилось выделение γ-лучей по энергии. В результате был получен важный вывод: «γ-лучи с $h\nu = 1,60$ MeV дают β — γ-совпадения с наиболее быстрыми β-частицами».

6. γ — γ-Совпадения. Они отмечались в работах [14, 21, 25], но с выделением по энергиям изучались только в работах [20, 26]. Оказалось, что γ-линии с $h\nu \approx 816$ и 1597 keV дают γ — γ-совпадения, а их угловая корреляция совпадает с теоретически рассчитанной для перехо-

дов между уровнями с последовательными значениями спинов 4—2—0. По утверждению авторов работы [20], γ-кванты с энергией 1597 keV дают также совпадения с γ-квантами $h\nu = 328$ и 486 keV, но не дают совпадений ни с какими γ-лучами с $h\nu > 816$ keV; последнее утверждение мы дальше подвергнем сомнению, так как по нашей схеме γ-линия $h\nu = 1597$ keV должна давать совпадения со слабой линией $h\nu \approx 926$ keV.

7. Схемы распада $La^{140}$. Эти схемы предлагались трижды [15—17]. Схемы Бича и др. [15] и Корка и др. [17] явно противоречат имеющимся теперь данным. Схема Пикока и др. [16] (1954) в основных чертах совпадает со схемой, вытекающей из настоящей работы; схема распада $La^{140}$ будет подробнее обсуждена в параграфе 4.

## 2. Исследование γ-спектра $La^{140}$

Спектр γ-лучей $La^{140}$ был исследован нами при помощи ритрона — γ-спектрометра, использующего электроны отдачи [27, 28]. Основные измерения (две серии) произведены в условиях, близких к тем, которые были осуществлены при исследовании γ-спектров: $Fe^{59}$ [29], $Co^{60}$ [30], $Cu^{64}$ [31], $Br^{82}$ [32], $Cs^{134}$ [33], $Sb^{124}$ [34], $Ag^{110}$ [35], $Ir^{192}$ [35a].

Мишенью служила целлофановая пленка толщиной $\sim 50\,\mu$ (6,15 мг $см^{-2}$), обе щели спектрометра были шириной 2 мм. В первой серии измерений прибор был наполнен чистым гелием (32 см рт. ст.), а окна первого счетчика были заклеены целлофановой пленкой толщиной 17 μ (те же

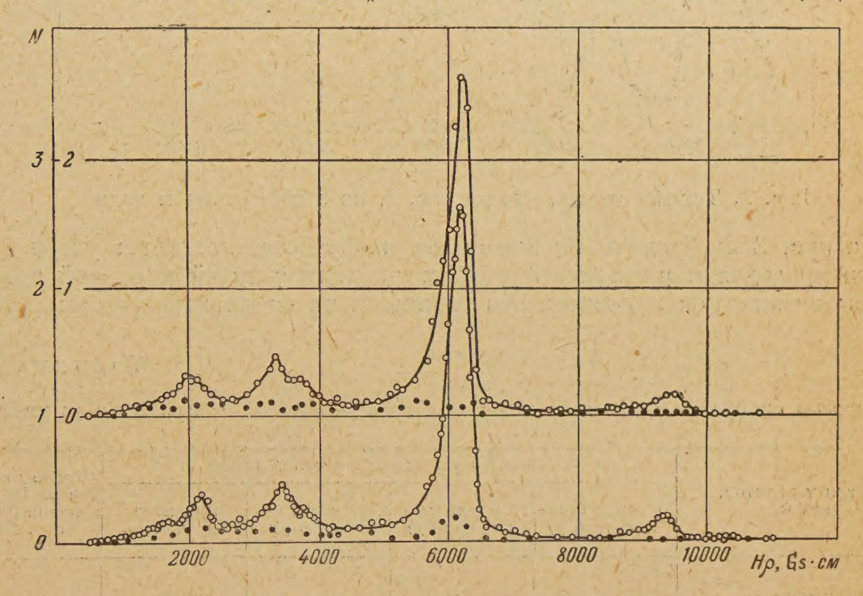



Рис. 1. γ-Спектр $La^{140}$. Экспериментальные кривые: вверху — первая серия измерений, внизу — вторая

условия, что в работах [29—35а]); во второй серии измерений прибор наполнялся смесью гелия и метана (96% He и 4% $CH_4$ при общем давлении 32 см рт. ст.), а окна счетчиков для уменьшения рассеяния электронов заклеивались более тонкими целлофановыми пленками (1—2 μ). Эти изменения условий привели к тому, что счетчики стали работать устойчивее, а полуширина γ-линий немного уменьшилась: вместо 13% при $h\nu = 815{,}6$ keV она стала равной 10,5%; стали возможными измерения при энергии γ-лучей 250 keV, в то время как раньше «порог» был около 400 keV.

Источником излучения служил $La_2O_3$, облученный нейтронами. В первой серии он весил 1,9 г, во второй — 2,5 г; источник — диск φ 14 мм.

На рис. 1 изображены экспериментальные кривые для обеих серий. На оси абсцисс отложена величина $H\rho$, на оси ординат — число совпадений в единицу времени. Светлые точки — число совпадений при мишени, находящейся в пучке, черные точки — фон, т. е. число совпадений при опущенной мишени.

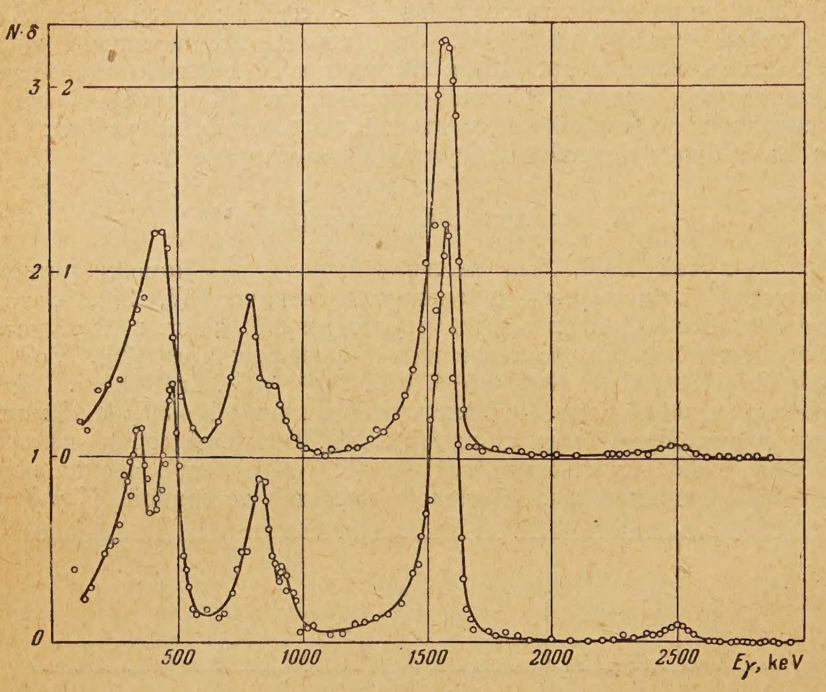



Рис. 2. Тот же спектр, что на рис. 1, но в обработанном виде

На рис. 2 изображен тот же спектр в обработанном виде: учтен фон, спектр приведен к равным интервалам энергии $\gamma$-лучей и равной эффективности счетчиков и после этого разложен на отдельные линии; разло-

Таблица 2

**Результаты измерений энергии и интенсивности $\gamma$-лучей $La^{140}$ при помощи ритрона**

| Энергия $\gamma$-квантов, keV * | Относительная интенсивность $\gamma$-линий | | | | Число квантов на 100 распадов (см. стр. 260) |
|---|---|---|---|---|---|
| | I серия (целлофан 50 $\mu$) | II серия (целлофан 50 $\mu$) | III серия ** (Be 400 $\mu$) | принятое значение | |
| 335 (328,6) | 0,49 | 0,19 | — | 0,19 | 18 |
| 482 (486,4) | | 0,41 | — | 0,41 | 39 |
| 822 (815,6) | 0,26 | 0,37 | — | 0,37 | 35*** |
| 918 (926) | 0,17 | 0,12 | — | 0,12 | 11 |
| 1597 (1597) | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 94 |
| 2535 ± 30 | 0,043 | 0,062 | 0,050 | 0,058 | 5,5 |
| > 2700 (2900 [24]) | — | — | < 0,002 | < 0,002 | < 0,2 |

* Среднее из всех серий наших измерений; в скобках указаны значения энергии по данным Корка и сотр. [17].

** Дополнительная серия измерений (см. ниже).

*** Возможно, что 3—5% распадов принадлежат линии 751,8 keV, наблюдавшейся Корком по конверсии.

жение производилось с учетом зависимости формы линий от энергии, для чего в качестве реперов были использованы одиночные линии $Au^{198}$, $Zn^{65}$ и $Cu^{64}$; затем была определена интенсивность каждой компоненты и введена поправка на ослабление γ-лучей в источнике, пробирке, в которой помещался источник, и входном окне прибора (до 14% для $h\nu = 335$ keV), а также на спектральную чувствительность прибора (по кривой, приведенной в [28]), после чего все компоненты были снова сложены.

Энергия γ-лучей определена по положению пиков (пересечение касательных к крыльям пика) по градуировочной кривой, приведенной в [28].

Относительные интенсивности γ-линий даны в табл. 2.

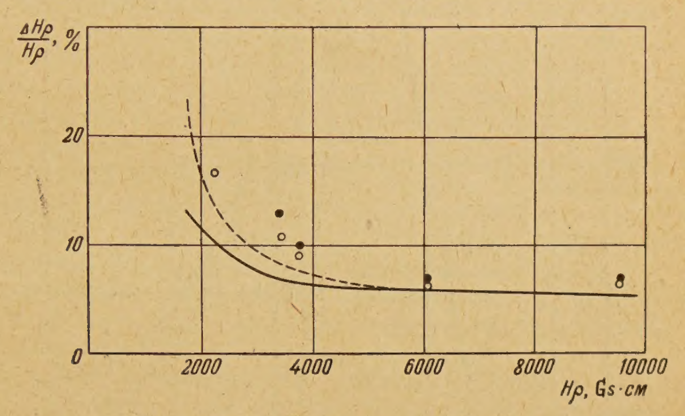



Рис. 3. Относительная полуширина спектральных линий $La^{140}$. Черные точки и пунктирная кривая относятся к первой серии опытов, светлые точки и сплошная кривая — ко второй серии опытов; кривые взяты из работы [28]

На рис. 3 изображена зависимость относительной полуширины линий для условий первой и второй серий опытов с $La^{140}$ от энергии γ-лучей. Кривые заимствованы из [28]; на кривые нанесены точки, соответствующие наблюдающимся линиям $La^{140}$; точки лежат выше соответствующих кривых, что, вероятно, связано с большой шириной источника γ-лучей. Для проверки того, что все изучавшиеся линии не принадлежат примесям, измерения их интенсивности производились повторно несколько раз на протяжении приблизительно 80 час. В результате можно было определить период спадания интенсивности для каждой линии. Результаты даны на рис. 4; прямая линия соответствует периоду полураспада 40 час, а точки относятся к различным γ-линиям.

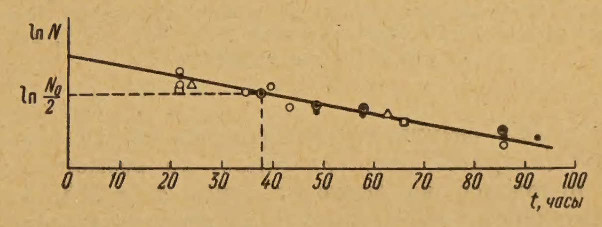



Рис. 4. Кривая распада $La^{140}$. Различные точки относятся к разным γ-линиям

### Дополнительная серия измерений с толстой мишенью

На кривых рис. 1 и 2 нет указаний на существование слабой γ-линии с энергией 2,9 MeV, замеченной ранее в опытах с фотопротонами [23]. Мы попытались проверить существование указанной линии и с этой

целью провели серию измерений в измененных условиях: в прибор была поставлена бериллиевая мишень толщиной ~400 μ, обе щели были расширены до 7 мм. В этих условиях ширина линий увеличивается (приблизительно в два раза на линии 1597 keV), но светосила прибора резко возрастает: скорость счета на вершине линии $h\nu = 1597$ keV возрастает в 22 раза, а площадь линии — в 47 раз.

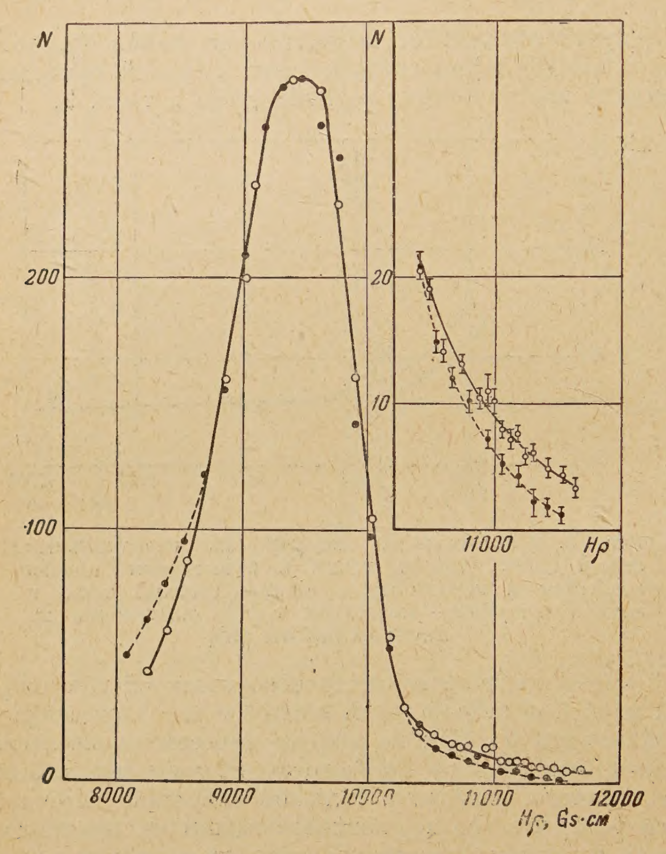



Рис. 5. Светлые точки и сплошная кривая — жесткая часть спектра $La^{140}$, изученная в светосильных условиях (толстая мишень из Be и широкие щели). Черные точки и пунктир — γ-линия 2614 keV ThC″, снятая в тех же условиях

Экспериментальные результаты изображены на рис. 5. Линии с энергией ~2900 keV на кривой рис. 5 не видно, но возможно, что она малоинтенсивна и находится на спаде от линии $h\nu = 2535$ keV. Для выяснения этой возможности необходимо было исследовать этот спад количественно. Для этой цели мы сняли в тех же условиях известную линию $h\nu = 2614$ keV ThC″. Можно принять, что форма у близких по энергии линий 2535 keV $La^{140}$ и 2614 keV ThC″ одинакова. Пользуясь этим предположением, можно «вписать» линию 2614 keV ThC″ в экспериментальную кривую для линии 2535 keV $La^{140}$. Эта вписанная линия изображена на рис. 5 черными точками. При $H\rho > 10\,300$ Gs·см ход кривых различен. Область $H\rho > 10\,300$ Gs·см изображена в увеличенном масштабе в верхней части рис. 5. Различие кривых лежит за пределами статистических колебаний. Однако неопределенность, связанная с вычитанием кривых для линий 2535 keV $La^{140}$ и 2614 keV ThC″, не позволяет указать энергию и относительную интенсивность жесткой линии.

Можно утверждать только, что энергия квантов превышает 2700 keV, а интенсивность меньше 1/30 интенсивности линии 2535 keV $La^{140}$ и соответственно меньше 0,2% интенсивности линии 1597 keV $La^{140}$.

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

1. Все исследованные нами в $\gamma$-спектре линии были обнаружены раньше — по конверсионным электронам и по фотонейтронам.

2. Интенсивность изученных $\gamma$-линий убывает с периодом, близким к 40 час; можно принять, что все эти линии принадлежат $La^{140}$.

3. Энергия $\gamma$-лучей измеряется точнее всего по конверсионным электронам: конверсионные линии получаются обычно более узкими, чем линии фотоэлектронов или электронов отдачи; поэтому в дальнейшем мы принимаем для энергий значения, приведенные в последней работе Корка и сотр. [17] (см. табл. 4, стр. 264). Шкалы магнитного спектрометра Корка и кристаллического спектрометра Дю-Монда совпадают с точностью до $\pm 0{,}2\%$ [36, 37]. Хедгран и Линд [38] измеряли энергию фотоэлектронов $La^{140}$ при помощи $\beta$-спектрометра с двойной фокусировкой и получили значения, совпадающие с данными Корка с точностью 0,06%. Можно считать, что энергии линий, измеренных Корком, известны с погрешностью, не превышающей 0,1%.

Данные, полученные А. А. Башиловым и др. [9], совпадают с данными Корка в пределах 1%. Данные, полученные на ритроне, нигде не расходятся с данными Корка более чем на 2,2%.

4. Относительные интенсивности $\gamma$-линий, измеренные нами, вероятно, ближе к истинным, чем полученные по фотоэлектронам [14—16, 18, 19], так как линии разделяются лучше, а спектральная чувствительность ритрона определяется более точно.

### 4. Обсуждение схемы распада $La^{140}$

1. Построение схемы распада $La^{140}$ представляет собой трудную задачу, так как $\beta$-спектр $La^{140}$ сложен и недостаточно хорошо разделен на компоненты, $\gamma$-спектр изучен не во всем необходимом интервале энергий, а конверсионный спектр очень сложен, и многие его линии наблюдались только фотографическим путем. Рационально в таких случаях наметить сначала те пути, по которым происходит подавляющее большинство распадов, построить «скелет» схемы распада, а затем уже, по мере возможности, дополнить схему переходами, имеющими небольшую вероятность.

2. В $\gamma$-спектре $La^{140}$ имеется, повидимому, пять $\gamma$-линий, появляющихся более чем при 10% распадов. Это линии с $h\nu = 328{,}6$, 486,4, 815,6, 926 и 1597 keV. Все остальные линии имеют меньшую интенсивность; в отношении мягких линий это доказано ниже (п. 18 и табл. 4); в отношении жестких ($h\nu > 300$ keV) это доказывается исследованием $\gamma$-спектров.

$\gamma$-Линия с $h\nu = 1597$ keV является, бесспорно, самой интенсивной. Пытаясь связать данные относительно этой линии с данными о $\beta$-распаде, мы можем опереться на прямое утверждение Робинсона и Маданского [26], изучавших $\beta - \gamma$-совпадения в $La^{140}$: «опыт показывает, что $\gamma$-лучи с энергией 1,60 MeV дают совпадения с наиболее энергичными $\beta$-частицами». Робинсону и Маданскому было известно, что наиболее жесткая компонента $\beta$-спектра $La^{140}$ ($\sim$2,2 MeV) имеет интенсивность всего 8%, и тем не менее в своей заметке они прямо указывают на то, что $\gamma$-переход $h\nu = 1597$ keV происходит вслед за этим жестким $\beta$-переходом.

Ввиду того что многие дальнейшие выводы настоящей работы опираются на это наблюдение Робинсона и Маданского, очень желательно, чтобы оно было проверено.

3. Никакой другой одиночный γ-переход $La^{140}$ не может следовать за γ-переходом $h\nu = 1597$ keV, так как все известные γ-линии имеют значительно меньшие интенсивности (см. табл. 1 и 2).

4. Среди приведенных в табл. 1 и 2 интенсивных γ-линий имеется один случай, когда сумма энергий квантов двух линий почти точно совпадает с энергией квантов третьей линии:

$$328{,}6+486{,}4=815{,}0\approx 815{,}6 \text{ keV}.$$

Повидимому, мы встречаемся здесь с конкуренцией прямого и каскадного переходов (рис. 6).

Выясним теперь вопрос, в какой последовательности испускаются γ-кванты 328,6 и 486,4 keV. Сопоставим сведения об их интенсивности.

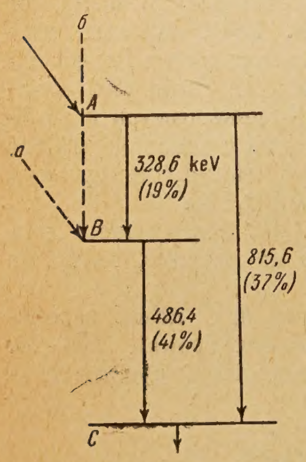



Рис. 6. Часть схемы распада $La^{140}$

В данных по фотоэффекту (см. табл. 1) наблюдается очень большой разброс, но среднее соотношение интенсивностей этих линий 1 : 2,2 оказывается совпадающим с найденным нами 1 : 2,2 (см. табл. 2).

Таким образом, несомненно, что γ-линия с $h\nu = 486{,}4$ keV много интенсивнее, чем линия с $h\nu = 328{,}6$ keV.

Основываясь на приведенном соотношении интенсивностей, мы должны заключить, что γ-переход с $h\nu = 486{,}4$ keV происходит между уровнями $B$ и $C$ (рис. 6), т. е. вторым в каскаде. Если бы он был первым, то в γ-спектре $La^{140}$ обязательно должна была бы существовать γ-линия, которая разряжала бы состояние $B$; она должна начинаться на уровне $B$ и иметь интенсивность, приблизительно равную интенсивности линии с $h\nu = 486{,}4$ keV. Этой линией не может быть γ-линия $h\nu = 1597$ keV, так как эти γ-кванты дают совпадение с квантами $h\nu = 815{,}6$ keV, а других достаточно интенсивных линий в γ-спектре $La^{140}$ нет.

Приняв, что более интенсивный переход с $h\nu = 486{,}4$ keV происходит вторым, мы должны сделать вывод, что среднее состояние $B$ возникает не только в результате γ-перехода с уровня $A$, но также либо при β-распаде непосредственно на этот уровень (пунктир $a$ на рис. 6), либо при γ-переходе с какого-то верхнего уровня (пунктир $b$ на рис. 6). Этот вопрос мы рассмотрим в п. 7.

5. γ-Линии с энергией 1597 и 815,6 keV дают γ—γ-совпадения; следовательно, они не идут параллельно, и вся группа линий рис. 6 либо следует за линией 1597 keV, либо предшествует ей. Обратим внимание на то, что сумма интенсивностей γ-линий 815,6 и 486,4 keV, согласно табл. 2, равна 0,78 от интенсивности γ-линии 1597 keV.

Если бы мы поставили всю группу линий рис. 6 на схеме ниже линии 1597 keV, то возник бы вопрос, как высвечиваются состояния, связанные с мягкими компонентами β-спектра? Ведь все другие γ-линии, кроме $h\nu = 329$, 486, 816 и 1597 keV, взятые вместе, имеют интенсивность не больше 0,57 от интенсивности γ-линии $h\nu = 1597$ keV, т. е. появляются в результате не более чем 54% распадов, а компоненты β-спектра, более мягкие, чем компонента, идущая на уровень 1597 keV, возникают в результате 90—92% распадов. Это заставляет нас расположить указанную группу линий рис. 6 на схеме выше γ-линии $h\nu = 1597$ keV.

Так как других γ-линий с измеримой интенсивностью нет, то мы располагаем эту группу на схеме непосредственно над γ-линией $h\nu = 1597$ keV; в этом пункте мы отвергаем схему Бича и др. [15].

6. Приняв пп. 3 и 5, мы должны также принять, что γ-линия с $h\nu = 1597$ keV идет непосредственно на основной уровень $Ce^{140}_{58}$: ни одиночных, ни групповых переходов после этой линии нет. Мы пришли, таким образом, к скелетной схеме рис. 7.

Разность масс основных состояний $La^{140}$ и $Ce^{140}$ соответствует, согласно этой схеме, выделению энергии $2200+1597 \approx 3800$ keV.

7. Попытаемся теперь выяснить число квантов, приходящихся на один распад для каждой из линий рис. 7.

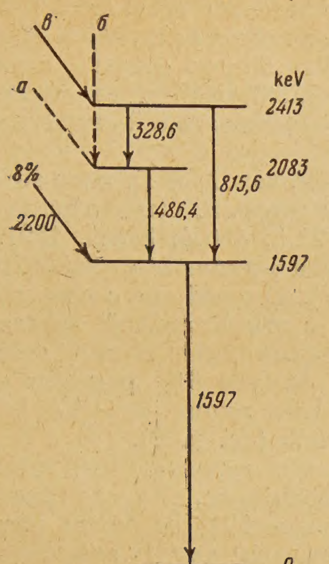


Рис. 7. Скелет схемы распада $La^{140}$

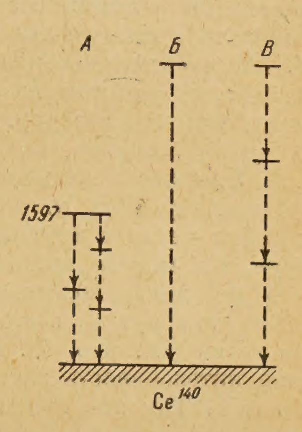


Рис. 8. К схеме распада $La^{140}$

γ-Линия с $h\nu = 1597$ keV дает, согласно [26], совпадения с самыми быстрыми β-частицами. Но дает ли она совпадения со всеми остальными β-частицами $La^{140}$? Опыты не дают ответа на этот вопрос. Между тем совпадения не со всеми β-частицами могут быть в трех случаях:

А) если уровень 1597 keV $Ce^{140}$ разряжается, помимо γ-линии $h\nu = 1597$ keV, путем каскадного высвечивания двух или трех квантов (рис. 8, случай *А*);

Б) если какое-нибудь из верхних состояний $Ce^{140}$ разряжается прямым переходом на основной уровень $Ce^{140}$ (рис. 8, случай *Б*);

В) если какое-нибудь из верхних состояний $Ce^{140}$ разряжается каскадным переходом, не содержащим γ-линию с $h\nu = 1597$ keV (рис. 8, случай *В*).

Рассмотрим все эти случаи.

В случае А в γ-спектре должны наблюдаться две или три линии, сумма энергий которых была бы равна 1597 keV. Анализ наиболее полного списка известных γ-линий (см. табл. 4, стр. 264) показывает, что никакая пара значений $h\nu$ не дает в сумме 1597 keV (в пределах точности 2 keV). Однако существует одна тройка, дающая в сумме близкую величину

$$241,4 + 431,3 + 926 = 1598,7 \text{ keV}.$$

Такое совпадение может быть и случайным; вероятность этого не так уж мала, так как приходится испытывать большое число комбинаций. Однако исключить возможность такого каскада пока нельзя. Линия с $h\nu = 241,4$ keV имеет небольшую интенсивность: она возникает в результате не более чем 2,6% распадов (см. табл. 4); поэтому и сам каскад не

может происходить более чем при 2,6% распадов; мы можем пока им пренебречь.

В случае Б должны наблюдаться $\gamma$-линии более жесткие, чем $h\nu = 1597$ keV. Такие линии в $\gamma$-спектре действительно есть: $h\nu = 2535$ keV (0,058 от интенсивности линии 1597 keV) и, может быть, $h\nu = 2900$ keV ($<0{,}002$ от интенсивности линий 1597 keV). Можно сказать с уверенностью, что они идут «параллельно» линии 1597 keV, а не «последовательно» с нею: линия 1597 keV не дает $\gamma - \gamma$-совпадений ни с какими более жесткими $\gamma$-лучами [20].

Случай В является более неопределенным, чем А и Б, так как с ним могут быть связаны $\gamma$-линии разнообразной энергии. Однако после того как мы поместили в схему $\gamma$-линии с $h\nu = 328{,}6$, $486{,}4$, $815{,}6$, $1597$, $2535$ и 2900 keV, осталась только одна интенсивная $\gamma$-линия $h\nu = 918\,(926)$ keV (0,12 интенсивности $\gamma$-линии $h\nu = 1597$ keV), которой не с чем образовывать каскад, так как нет других линий с относительной интенсивностью $>6\%$ (если, конечно, все перечисленные выше линии являются одиночными). Уже это показывает, что не больше 6% распадов может приводить к каскаду типа В. Что же касается линии $h\nu = 926$ keV, то ей удается найти место в другой части схемы (см. п. 8).

Резюмируя, мы можем констатировать, что существование каскадов типов А и В не доказано, хотя они и возможны, и число распадов, приводящих к этим путям, составляет не более 10% от числа распадов по основной ветви (см. рис. 7). Прямые переходы типа Б существуют, и их суммарная интенсивность составляет 0,058 от интенсивности перехода $h\nu = 1597$ keV. Так как сумма всех поступлений на основной уровень $Ce^{140}$ должна составлять 100%, то мы приходим к выводу:

Линия $h\nu = 1597$ keV появляется в $94 \pm 9\%$ распадов
$= 2535$ » » » $5{,}5 \pm 0{,}8\%$ »
$= 2900$ » » » $<0{,}2\%$ »

Погрешность в интенсивности для линии 1597 keV основана на возможности неустановленных пока каскадных переходов; погрешность для линий 2535 keV основана на измерениях интенсивности и погрешности линии 1597 keV. По относительным интенсивностям $\gamma$-линий, приведенным в табл. 2, и по числу квантов на распад линии $h\nu = 1597$ keV можно определить число квантов на распад для других $\gamma$-линий. Соответствующие числа приведены в последней графе табл. 2.

8. Несомненно, что $\gamma$-линия $2535 \pm 30$ keV и, может быть, линия 2900 keV возникают при прямых переходах с возбужденных уровней на основной уровень $Ce^{140}$. Энергия $\gamma$-квантов прямо указывает энергию возбуждения.

Рассмотрим уровень 2535 keV $Ce^{140}$. В конверсионном и $\gamma$-спектрах обнаруживаются линии, которые, может быть, соответствуют переходам с этого уровня на уже закрепленные (см. рис. 7) уровни $Ce^{140}$ с энергией возбуждения 2413, 2083 и 1597 keV. Действительно, при переходах с уровня $2535 \pm 30$ keV на указанные выше должны появляться $\gamma$-линии $h\nu = 122 \pm 30$, $452 \pm 30$, $939 \pm 30$ keV, а по конверсионным линиям известны совпадающие в пределах погрешности переходы с $h\nu = 109{,}2$, $110{,}4$, $130{,}7$, $431{,}3$, $486{,}4$, 926 keV.

Чтобы добиться наилучшего согласия с наблюдающимися линиями, следует принять, что действительная энергия возбуждения рассматриваемого уровня составляет 2523 keV; тогда линии 109—110 и 926 keV оказываются уложенными в схему.

Неопределенность экспериментальных данных относительно энергии самых жестких $\gamma$-квантов $La^{140}$ (с $h\nu \approx 2900$ keV) не позволяет локализовать соответствующий уровень достаточно точно. Любопытно, что если бы истинная величина возбуждения этого уровня оказалась равной

3009 keV, то переходы на уровни 2523 и 2083 keV имели бы энергию соответственно 486 и 926 keV, т. е. точно совпадали бы по энергии с переходами, действительно наблюдающимися в γ-спектре и помещенными в другое место схемы. Однако такое совпадение может быть и случайным.

9. В результате дополнений, внесенных в предыдущем пункте в схему распада, она приобретает вид, изображенный на рис. 9. Возникает вопрос, не получаются ли наблюдающиеся в спектре конверсионных электронов дополнительные линии при переходах между уровнями, изображенными на рис. 9. Пересматривая все возможные переходы между уровнями на этой схеме, мы не находим ни одного, который в пределах хотя бы 5 keV совпал с остающимися вне этой схемы γ-ли-

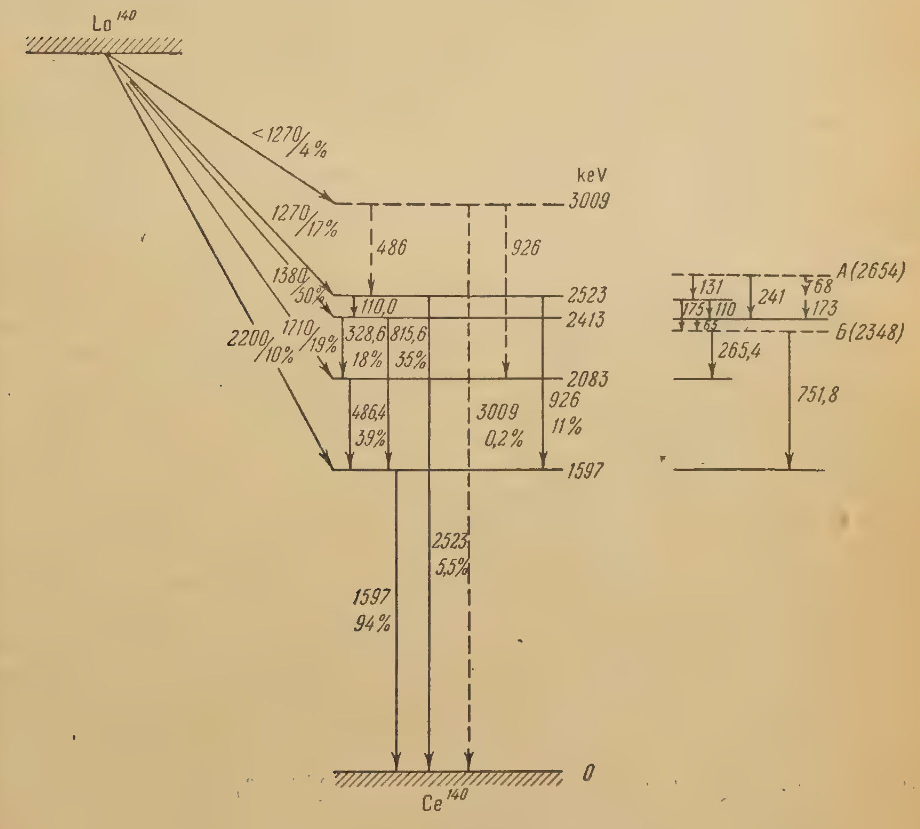



Рис. 9. Схема распада $La^{140}$

ниями Корка и др. [17]: $h\nu = 68{,}7,\ 109{,}2,\ 130{,}7,\ 173{,}0,\ 241{,}4,\ 265{,}4,\ 431{,}3,\ 751{,}8,\ 1904$ keV.

Для того чтобы поместить в схему эти γ-линии, нужно вводить дополнительные уровни. В некоторых случаях можно найти их место в схеме, пользуясь равенствами:

$$\left.\begin{aligned} 68{,}7 + 173{,}0 = 241{,}7 \\ 110{,}4 + 130{,}7 = 241{,}1 \end{aligned}\right\} \text{ имеется линия } 241{,}4 \text{ keV}$$

$$265{,}4 + 486{,}4 = 751{,}8 \text{ — имеется линия } 751{,}8 \text{ keV},$$

указывающими на каскадные переходы. Два таких дополнительных уровня, отмеченных на рис. 9 буквами *А* и *Б*, могут объяснить шесть

линий Корка; но расположение обнаруженных им γ-линий $h\nu = 109{,}2$, 431,3 и 1904 keV остается неясным.

10. Перейдем теперь к подсчету баланса интенсивностей для разных уровней $Ce^{140}$.

Так как в п. 7 уже установлено, что γ-линия с $h\nu = 1597$ keV появляется в 94% распадов, то интенсивности всех остальных γ-линий можно также выразить непосредственно в процентах распадов. Результаты приведены в последней графе табл. 2.

11. К уровню 1597 keV $Ce^{140}$ должно приводить $94 \pm 9\%$ распадов. Из них $8 \pm 1\%$ приходится на самую жесткую компоненту β-спектра. Остальные 86% должны быть связаны с γ-линиями 486,4 (39%), 815,6 (35%) и 926 keV (11%).

Сумма интенсивностей этих линий составляет 85%, что прекрасно согласуется с ожидаемым числом. Уровень 1597 keV можно считать хорошо сбалансированным.

12. Обратимся теперь к уровню 2083 keV. С него уходит 39% распадов. На него приходят: а) вторая компонента β-спектра (согласно [9] 14% распадов), б) γ-линия 328,6 keV, появляющаяся в 18% распадов, в) может быть, слабая γ-линия 265,4 keV с уровня *Б* (рис. 9), появляющаяся не более чем в 4,2% распадов (см. табл. 4). Сумма поступлений составляет 32—36% распадов. Уровень сбалансирован удовлетворительно.

13. Рассмотрим уровень 2413 keV. С него уходят γ-линии ($h\nu = 328{,}6$ и 815,6 keV), возникающие в 53% распадов, и, может быть, слабая линия 65 keV. На него приходят: а) третья компонента β-спектра согласно [9] с $E_{гр} = 1360$ keV ($30 \pm 2\%$) распадов; б) малоинтенсивные γ-лучи с $h\nu \approx 110$ keV и, может быть, γ-лучи с $h\nu = 241$ и 173 keV, суммарная интенсивность которых согласно [17] и табл. 4 не превосходит 3,5%.

Таким образом, наблюдается значительный дефицит в числе приходящих β-частиц. Для соблюдения баланса интенсивность β-компоненты нужно повысить до $\sim 50\%$ распадов.

14. С уровня 2523 keV уходят γ-линии с $h\nu = 110$, 926 и 2523 keV, возникающие в общей сложности в $\sim 17\%$ распадов. Неизвестно, приходят ли на этот уровень какие-либо γ-линии (может быть, линия $h\nu = 131$ keV с уровня *А* (рис. 9) или линия $h\nu = 486$ keV с гипотетического уровня 3009 keV); во всяком случае они малоинтенсивны. Мы будем считать, что поступление в 17% происходит в результате β-распада.

15. Согласно [9] 48% β-распадов $La^{140}$ приводят к $Ce^{140}$, возбужденному более чем на 2523 keV. Между тем все известные γ-линии с относительными интенсивностями более 5% уже уложены в схему переходов между более низкими уровнями; «необнаруженные» γ-линии могут появляться (см. табл. 4) в результате не более чем в 25% распадов. Таким образом, не видно, каким путем могут разряжаться высокие уровни; это заставляет думать, что условное разложение β-спектра на фермиевские компоненты, приведенное в [9], вряд ли правильно.

16. В табл. 3 собраны данные об энергии и интенсивности β-компонент, которые вытекают из положения уровней и баланса интенсивностей.

Данные, расположенные в графах 1, 2, 3 и 4, получены совершенно независимыми способами, причем оба способа не могут считаться точными. Тем не менее в отношении жестких спектров они согласуются удовлетворительно. Погрешность в обоих способах быстро нарастает при переходе к мягким компонентам β-спектра.

17. Рассмотрим мультипольность перехода с $h\nu = 1597$ keV. Эмпирическое правило Гольдгабера и Саньяра [39] заставляет предполагать, что первый уровень возбуждения $Ce^{140}$, ядра с четными *Z* и *N*, должен быть типа +2. Если это так, то γ-переход $h\nu = 1597$ keV должен быть электрическим квадрупольным. Опыты Бишопа и Жорба [40], изучавших

угловую корреляцию γ-лучей (815,6 и 1597 keV) и (486,4 и 1597 keV) и поляризационную корреляцию лучей (328,6 + 486,4 + 815,6) и 1597 keV, благоприятны для приписания типов +2 и +4 первым двум уровням $Ce^{140}$. Относительное число конверсионных электронов линии 1597 keV, измеренное в работе Башилова и др. [9], указывало на больший коэффициент конверсии, чем полагается для перехода типа $E2$; однако контрольные опыты показали, что это число было завышено.

Таблица 3

**Энергия и интенсивность различных компонент β-спектра $La^{140}$**

(ориентировочные данные)

| По разложению β-спектра на фермиевские компоненты (Башилов и др. [9]) | | По балансу интенсивностей в схеме распада | | |
|---|---|---|---|---|
| энергия, keV | % | энергия, keV | % | $fT$ |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 2200 ± 20 | 8 | $E_{гр} = 2200$ | ~10 | $1{,}1 \cdot 10^9$ |
| 1620 ± 20 | 14 | = 1710 | ~19 | $2{,}2 \cdot 10^8$ |
| 1360 ± 20 | 30 | = 1380 | ~50 | $3{,}6 \cdot 10^7$ |
| 1150 ± 30 | 20 | = 1270 | 17 | $7{,}9 \cdot 10^7$ |
| 860 ± 30 | 12 | } < 1270 | 4 | — |
| 420 ± 40 | 16 | | | |

Резюмируя, мы склонны считать, что имеющиеся данные благоприятны для приписания уровню 1597 keV $Ce^{140}$ типа +2. На это же указывают данные об интенсивности γ-лучей $Pr^{140}$ (см. стр. 267).

Вопрос о мультипольности других переходов, о типе второго и более высоких уровней возбуждения $Ce^{140}$ и основного состояния $La^{140}$ следует считать пока открытым.

18. Рассмотрим теперь вопрос об интенсивности переходов, наблюдавшихся по конверсионным электронам, но не наблюдавшихся по γ-лучам.

В работе Корка и др. [17] приведены относительные интенсивности конверсионных линий. Эти значения могут считаться только ориентировочными; мы используем их для оценки максимальной возможной интенсивности этих линий.

В графе 2 табл. 4 выписаны экспериментальные данные, относящиеся к конверсии на $K$-оболочке.

Обозначим интенсивности γ-линий, выраженные в числах квантов на распад буквами $p_i$, коэффициенты конверсии на $K$-оболочке — буквами $\alpha_i$, а интенсивности конверсионных электронов (число электронов на распад) — буквами $n_i$, тогда

$$n_i = p_i \alpha_i.$$

Если для одной γ-линии мы знаем мультипольность и число квантов на распад, то для остальных можем вычислить $p_i$, предполагая ту или иную мультипольность по формуле:

$$p_i = p_0 \left(\frac{n_i}{n_0}\right) \frac{\alpha_0}{\alpha_i}.$$

Если затем мы сделаем относительно мультипольности изучаемой линии такое предположение, при котором $\alpha_i$ — минимально (допустим, что это электрический дипольный переход), то получим максимальное значение $p_i$.

Таблица 4

**Максимальная возможная интенсивность γ-линий, не наблюдавшихся в γ-спектре, но ожидаемых на основании конверсионного спектра Корка**

| $h\nu$, keV | Относит. интенсивность конверсии $K$-линии по Корку | Теоретические коэффициенты конверсии на $K$-оболочке, умноженные на 100, для разных мультипольностей | | | | | | | | Интенсивность γ-перехода, выраженная в % распадов, если переход с $h\nu = 1597$ keV — типа $E2$, а данная линия типа: | | | | | Максимально возможная интенсивность γ-линии, % |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | $E1$ | $E2$ | $E3$ | $E4$ | $M1$ | $M2$ | $M3$ | $M4$ | $E1$ | $E2$ | $E3$ | $M1$ | $M2$ | |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 |
| 109,2 | 40 | 21 | 105 | — | — | 78 | — | — | — | 0,4 | 0,09 | — | 0,11 | — | 0,4 |
| 110,4 | 10 | 21 | 105 | — | — | 78 | — | — | — | 0,1 | 0,02 | — | 0,03 | — | 0,1 |
| 130,7 | 70 | 8,7 | 52 | — | — | 39 | — | — | — | 1,8 | 0,3 | — | 0,1 | — | 1,8 |
| 173,0 | 20 | 4,9 | 24 | 81 | 350 | 23 | 91 | 570 | 3160 | 0,9 | 0,2 | 0,05 | 0,2 | 0,05 | 0,9 |
| 241,4 | 30 | 2,5 | 8,6 | 28 | 97 | 8,9 | 43 | 138 | 680 | 2,6 | 0,8 | 0,2 | 0,7 | 0,2 | 2,6 |
| 265,4 | 30 | 1,55 | 6,4 | 21 | 65 | 6,8 | 34 | 93 | 450 | 4,2 | 1,0 | 0,3 | 10 | 0,2 | 4,2 |
| 431,3 | 20 | 0,44 | 1,38 | 3,9 | 10,3 | 1,55 | 7,1 | 16,4 | 54 | 10 | 3,2 | 1,1 | 2,8 | 0,6 | 6* |
| 751,8 | 10 | 0,138 | 0,35 | 0,76 | 1,56 | 0,48 | 1,47 | 3,4 | 7,1 | 16 | 6,3 | 2,9 | 4,6 | 1,5 | <5** |
| 1904 | 10 | 0,024 | 0,046 | 0,090 | 0,14 | 0,056 | 0,121 | 0,19 | 0,23 | 92 | 48 | 25 | 40 | 18 | <4** |
| 1597 | 30 | 0,033 | 0,069 | 0,129 | 0,22 | 0,092 | 0,19 | 0,35 | — | — | — | — | — | — | — |

* Значение, основанное на опытах с фотоэлектронами.

** Значение, основанное на экспериментальной кривой рис. 2.

При вычислениях были использованы:

а) значения $\alpha_i$, полученные интерполированием таблиц Розе и приведенные в графах 3—10 табл. 4;

б) значение $\alpha = 6{,}9 \cdot 10^{-4}$ для $h\nu = 1597$ keV, полученное для перехода типа $E3$ тем же путем;

в) экспериментальные значения $\frac{n_i}{n_0}$ по Корку и др. [17];

г) для линии $h\nu = 1597$ keV принято $p_0 = 94$ %.

Если считать, что переход с $h\nu = 1597$ keV является электрическим квадрупольным ($E2$), то для $p_i$ получаются значения, приведенные в графах 11—15 табл. 4.

Рассматривая табл. 4, мы видим, что:

1) Для γ-линий с энергией 109,2, 110,4, 130,7, 173,0, 241,4 и 265,4 keV все $p_i$ меньше 4,2 % и, следовательно, каждая из этих γ-линий безусловно появляется меньше чем в 4,2 % распадов (как это было принято нами в п. 2 и табл. 4).

2) Для γ-линий с $h\nu = 431{,}3$ keV $p(E1) = 10$ %; это означает, что если бы переход был типа $E1$, то наблюдающееся количество конверсионных электронов могло бы появляться только при γ-переходе, происходящем в 10 % распадов. Столь интенсивная γ-линия была бы замечена в спектрах фотоэлектронов, так как имела бы почти такую же интенсивность, как линия $h\nu = 328{,}6$ keV, и отстояла бы достаточно далеко от всех других линий; она была бы замечена и на ритроне; следует думать, что это — переход более высокой мультипольности, чем $E1$, и, следовательно, интенсивность γ-лучей меньше 3,2 %.

3) Линии 751,8 и 1904 keV при переходах типа $E1$ имели бы столь большую интенсивность, что безусловно были бы замечены на ритроне; следовательно, если такие переходы существуют, то имеют либо значительно бо́льшую мультипольность, чем $E1$, либо значительно меньшее число конверсионных электронов на один распад.

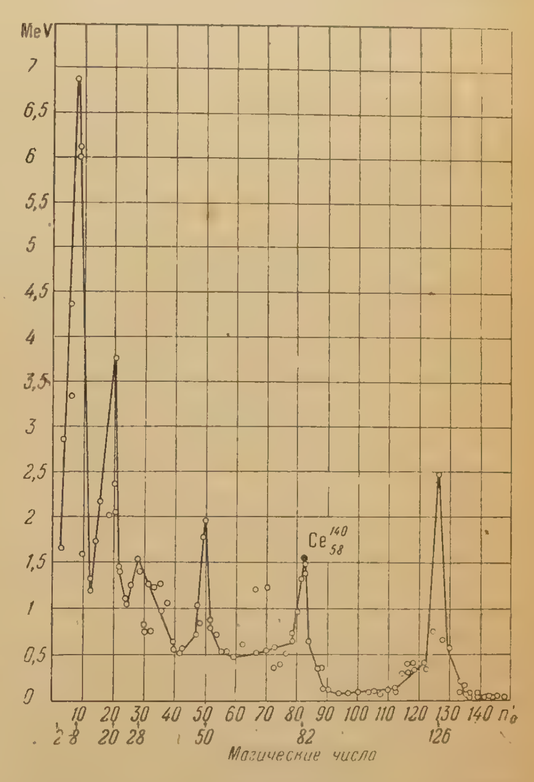



Рис. 10. Энергия возбуждения первого возбужденного состояния четно-четных ядер по Гольдгаберу [41]

### 5. Распад $La^{140} \rightarrow Ce^{140}$ и теория оболочек

Очень большая энергия возбуждения у первого уровня $Ce^{140}$ может показаться удивительной: как правило, в области $Z > 50$ первое возбужденное состояние имеет энергию меньше 500 keV. Особое положение $Ce^{140}$ объясняется тем, что в этом ядре 82 нейтрона — заполненная нейтронная оболочка. В ядрах с заполненными оболочками первый уровень всегда лежит аномально высоко. Это хорошо видно на рис. 10, заимствованном из статьи Гольдгабера [41]. $Ce^{140}$ расположен как раз на вершине одного из максимумов. Форд [42] объясняет кривую рис. 10

тем, что ядра с заполненными оболочками особенно симметричны, и вызвать нарушение этой симметрии особенно трудно.

Существует мнение, что все первые возбужденные уровни четно-четных ядер принадлежат к типу +2 и являются первыми уровнями коллективных движений. Однако у двух других ядер, имеющих заполненные оболочки,— ${}_8O^{16}_8$ и ThC (${}_{126}Pb^{208}_{82}$) — первый уровень также оказывается не типа +2: у $O^{16}$ [43] первый уровень — типа +0, а второй —3, у $Pb^{208}$ [44] первый уровень — типа —3, а следующие —5 и —4. В $Ce^{140}$ дело обстоит иначе. Если уровень 1597 keV $Ce^{140}$ действительно ротационный уровень, то следующий коллективный уровень $Ce^{140}$ должен лежать очень высоко — выше 5 MeV и, следовательно, все остальные наблюдающиеся уровни возникают в результате наложения одночастичных движений на коллективные движения.

## 6. Замечания к предшествовавшим работам

Следует отметить, что исследования радиоактивности $La^{140}$ содержали значительное количество ошибок. Некоторые из них заслуживают упоминания, так как иллюстрируют необходимость осторожности при выводе заключений из экспериментальных данных:

1) Начало ошибкам положили Ферми и др. [45], которые в своей классической работе по нейтронной активации пишут о лантане: «После сильного облучения под водой не было найдено никакой активности». Между тем, сечение активации La медленными нейтронами отнюдь немало: 8,4 ± 1,7 барна [46, 47].

2) Уже после того, как излучению $La^{140}$ было посвящено более десяти работ, в результате которых была установлена сложность β- и γ-спектров, Корк и сотрудники писали [48], что после длительного облучения в котле La не дал конверсионных линий. Через 3 года они же сообщили [17], что, действуя тем же методом, нашли 24 конверсионные линии.

3) Веймер, Пул и Курбатов [6] нашли, что поглощение γ-лучей $La^{140}$ в свинце происходит экспоненциально; отсюда они сделали вывод о монохроматичности γ-лучей $La^{140}$.

4) Мандевилл [49] изучал γ-спектр $La^{140}$ по электронам отдачи, выбитым из толстой мишени, и «подтвердил» вывод предыдущих авторов о монохроматичности γ-лучей $La^{140}$: «γ-лучи, повидимому, монохроматичны и их энергия, вычисленная из конечной точки распределения электронов по импульсам, равна 2,04 ± 0,04 MeV».

5) В 1948 г. Мандевилл и Шерб [25] сообщили, что γ-линия с $h\nu = 2{,}3$ MeV следует за каждой β-частицей. Между тем она следует только за ~5,5 % распадов.

6) Ряд авторов [21, 25] на основании изучения β — γ-совпадений утверждали, что β-спектр простой [21] и что число β — γ-совпадений на регистрируемую β-частицу не зависит от энергии β-лучей [25]. Между тем в действительности β-спектр состоит более чем из трех компонент.

7) Корк и сотрудники в работе [17] привели схему распада $La^{140}$, из которой следует, что суммарная интенсивность γ-линий 265,4 + 751,8 keV, как и γ-линий 241,4 + 173,0 + 110,4 keV, равна 100 % распадов.

Между тем в той же статье авторы приводят относительные интенсивности конверсионных линий, связанных с этими γ-лучами, из анализа которых (см. табл. 4) нетрудно выяснить, что суммарная интенсивность γ-линий 265,4 + 751,8 keV не может превышать 13 %, а линий 241,4 + 173,0 + 110,4 keV — 7 % распадов.

8) Общей участи не избежали и авторы [9], получившие завышенные значения интенсивностей конверсионных линий $h\nu = 328{,}6$ и 1597 keV.

9) При анализе опытов по корреляциям [40] не учитывается довольно интенсивная γ-линия $h\nu = 926$ keV.

## 7. О других изобарах с массовым числом 140

Кроме $La^{140}$ известно еще 5 радиоактивных изотопов с массовым числом 140: $Xe^{140}$, $Cs^{140}$, $Ba^{140}$, $Pr^{140}$ и $Nd^{140}$.

Установление схемы распада $La^{140}$ позволяет сделать ряд заключений о свойствах этих изотопов и выяснить некоторые детали хода энергетической поверхности в области $A = 140$.

### $Ba^{140}_{56}$ ($\beta^-$, $T = 12{,}80$ дня)

Этот изотоп Ba изучен хорошо, так как относительно легко доступен (получается с хорошим выходом при делении тяжелых элементов) и имеет большой период полураспада. Наиболее современная схема распада $Ba^{140}$, приведенная в [50], изображена на рис. 11.

Отсутствие в этой схеме прямого перехода между основными уровнями $Ba^{140}$ и $La^{140}$ понятно, так как этот переход должен быть сильно запрещен. Независимо от того, каково основное состояние $La^{140}$, следует думать, что β-переходы с $+0$ $Ba^{140}$ на основное состояние $La^{140}$ и с него на $+0$ $Ce^{140}$ должны иметь приблизительно одинаковые $fT$. Если в β-спектре $La^{140}$ переход на основной уровень имеет интенсивность $< 1\%$ (иначе он был бы замечен), то для него $fT > 1{,}3 \cdot 10^{11}$. Принимая схему рис. 11, мы можем заключить, что самая жесткая компонента β-спектра $Ba^{140}$ должна иметь энергию 1,21 MeV; тогда при $fT > 1{,}3 \cdot 10^{11}$ она должна иметь $T_{\text{парц}} > 1{,}6 \cdot 10^{9}$ сек, т. е. относительную интенсивность $< 0{,}071\%$. Конечно, заметить на опыте столь слабую компоненту, находящуюся на фоне более жесткого спектра дочернего $La^{140}$, практически невозможно.

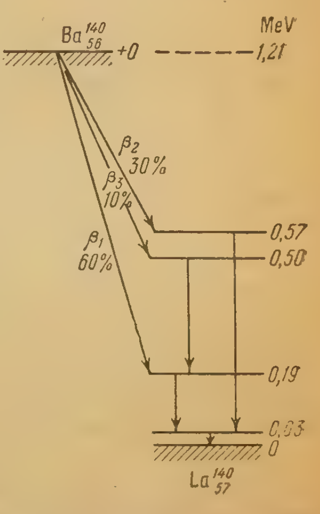



Рис. 11. Схема распада $Ba^{140}$

$Ba^{140}_{56}$ — четно-четное ядро; согласно эмпирическому правилу Гольдгабера—Саньяра [39] оно должно иметь первый возбужденный уровень типа $+2$, а согласно рис. 10 этот уровень должен лежать на высоте $\sim$1300 keV; возможно, что это — первый коллективный уровень ядра $Ba^{140}_{56}$.

### $Cs^{140}_{55}$ ($\beta^-$, $T = 9{,}5$ мин); $Xe^{140}_{54}$ ($\beta^-$, $T = 10$—$16$ сек)

Об излучении этих изотопов нет данных. Исходя из рис. 12, следует ожидать, что в γ-спектре $Cs^{140}$ должна быть γ-линия с энергией $\sim$1300 keV.

### $Pr^{140}_{59}$ ($\beta^+$, $K$, $T = 3{,}4$ мин)

Относительно излучения $Pr^{140}$ известно следующее:

1) $Pr^{140}$ испускает позитроны с верхней границей спектра $2{,}23 \pm 0{,}02$ MeV [51] (по старым данным $2{,}40 \pm 0{,}15$ MeV [51, 52]).

2) $Pr^{140}$ захватывает атомные электроны. Согласно [51] 37 % превращений $Pr^{140}$ происходят с захватом $K$-электрона, 5 % — с захватом $L$-электрона и 58 % — с испусканием позитрона; согласно [53] $K$-захват составляет 66 %.

3) Помимо аннигиляционного излучения наблюдались только малоинтенсивные γ-лучи с энергией 1—1,2 MeV [51, 53], появляющиеся приблизительно в 2 % распадов [53].

4) Поиски конверсионных линий, производившиеся при помощи магнитного спектрометра с двойной фокусировкой [51], не дали положительных результатов.

Приведенные данные позволяют сделать заключения об основном типе распада $Pr^{140}$.

Так как нет ядерных $\gamma$-квантов в числе, соизмеримом с числом распадов, приходится принять, что большинство превращений происходит между основными состояниями $Pr^{140}$ и $Ce^{140}$.

При $E_{\text{гр}} = 2{,}23 \pm 0{,}02$ MeV, $\Pi = 58$ % и $T = 3{,}4 \pm 0{,}1$ мин получается:

$$fT = 1{,}4 \cdot 10^4,$$

что заставляет отнести превращение $Pr^{140}$ к числу разрешенных. Фермиевская форма $\beta$-спектра $Pr^{140}$, приведенного в работе Брауна и сотрудников [51], подтверждает этот вывод.

Второе подтверждение можно видеть в величине отношения $\beta^+/K$ для этого перехода; по теории оно должно быть при $Z_{\text{пр}} = 58$ и $W_0 = 5{,}37\, m_0c^2$ равно 1; на опыте получается, по данным Брауна и др. [51], $\beta^+/K = 58/37 = 1{,}6$, а по данным [53], $\beta^+/K = 34/66 = 0{,}52$. Оба значения, вероятно, не точны, но все же они не сильно отличаются от теоретического.

Так как основное состояние $Ce_{58}^{140}$ — ядра с четными числами протонов и нейтронов, — вероятно, принадлежит к типу $+0$, то основное состояние $Pr^{140}$ должно быть типа $+1$, если действует правило отбора Теллера, и $+0$, если действует правило отбора Ферми.

Теория оболочек не дает однозначных предсказаний типа состояний для ядер с двумя нечетными частицами. Хотя $Pr_{59}^{140}$ и относится к ним, все же некоторые выводы могут быть сделаны.

Спин $Pr^{141}$, определяющийся поведением 59-го протона, равен $5/2$; теория оболочек указывает тип $d_{5/2}$. Спин $Ba_{56}^{137}$, определяющийся поведением 81-го нейтрона, равен $3/2$; теория оболочек указывает тип $d_{3/2}$. В $Pr^{140}$ 59 протонов и 81 нейтрон, поэтому естественно попытаться комбинировать эти типы. Согласно эмпирическому правилу Нордгейма при сложении типов $j_1 = l_1 + 1/2$ и $j_2 = l_2 - 1/2$ получается состояние с полным моментом $(j_1 - j_2)$. В данном случае это состояние — типа $+1$ в согласии с данными по $\beta$-распаду (см. ниже). Если этот вывод правилен, то превращение $Pr^{140}$ вызвано тензорными или аксиально-векторными силами, при которых разрешен переход типа $+1 \to +0$.

Помимо перехода в основное состояние $Ce^{140}$ в $Pr^{140}$, должен происходить переход на первый возбужденный уровень $Ce^{140}$, имеющий энергию возбуждения 1597 keV и принадлежащий к типу $+2$. Следует отметить, что $\beta$-переход $+1 \to +2$ является по правилу отбора Теллера разрешенным. Определение $fT$ для этого перехода может оказаться решающим для установления типа этого уровня.

Согласно [53] жесткие $\gamma$-лучи появляются приблизительно в 2 % распадов $Pr^{140}$. Следовательно, для позитронного перехода на уровень 1597 keV $Ce^{140}$:

$$T(\beta_2) = 50\, T_{\text{эксп}} \left(1 + \frac{\lambda_{K_2}}{\lambda_{\beta_2}}\right)$$

и

$$E(\beta_2) = 2{,}23 - 1{,}597 = 0{,}63 \text{ MeV}.$$

Полагая $\frac{\lambda_{K_2}}{\lambda_{\beta_2}} = 71$ и $f(\beta_2) = 0{,}16$, согласно графику [54], мы получаем $fT(\beta_2) = 50 \cdot 204 \cdot 72 \cdot 0{,}16 = 1{,}2 \cdot 10^5$, т. е. значение, типичное для разрешенных $\beta$-распадов. Таким образом, наличие жестких $\gamma$-квантов в ре-

зультате 2 % распадов $Pr^{140}$ свидетельствует в пользу приписания уровню 1597 keV $Ce^{140}$ типа +2; к сожалению, сведения об этих γ-лучах являются только ориентировочными.

Отметим, что если бы основное состояние $Pr^{140}$ было типа +0, то переход $+0 \to +2$ был бы дважды запрещенным и поэтому γ-лучей практически совсем не было бы.

**$Nd^{140}$ (е-захват, $T = 3{,}3 \pm 0{,}1$ дня)**

$Nd^{140}$ был получен дважды [51, 53], оба раза по реакции $Pr^{141}$ (d, 3n). Повидимому, он не испускает никаких частиц и γ-квантов, а только захватывает атомные электроны (по расчетам Брауна и сотрудников [51] 74 % *K*-захватов и 26 % *L*-захватов).

Так как $Nd_{60}^{140}$ имеет четные числа протонов и нейтронов, то его основное состояние должно быть типа +0. Переход в основное состояние $Pr^{140}$, принадлежащее к типу +1, должен быть разрешенным.

Полагая, что $fT$ для этого перехода $(+0 \to +1)$ такое же, как и для перехода $+1 \to +0$ в $Pr^{140} \to Ce^{140}$, можем найти энергию распада и разность масс $Nd^{140}$ и $Pr^{140}$:

$$f_K T = 1{,}4 \cdot 10^4, \quad T = 2{,}85 \cdot 10^5 \text{ сек}, \quad f_K = 0{,}049.$$

Экстраполируя кривые для $f_K = f(\Delta E)$, приведенные в таблицах Ландольта-Бернштейна [55], получаем

$$Nd^{140} - Pr^{140} \approx 110 \text{ keV}.$$

Из данных рис. 12 можно видеть относительное расположение масс $Ba^{140}$, $La^{140}$, $Ce^{140}$, $Pr^{140}$ и $Nd^{140}$ в единой энергетической шкале. Ано-

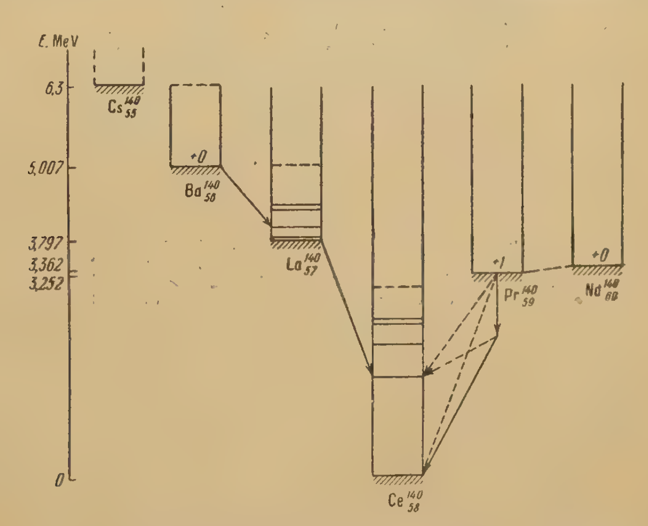



Рис. 12. Энергетическая диаграмма для основных и возбужденных состояний изобарных ядер с массовым числом 140

мально плотная упаковка $Ce^{140}$, вероятно, связана с тем, что в нем имеется заполненная оболочка из 82 нейтронов.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

### Цитированная литература


1. Marsh I., Sugden S., Nature, 136, 102 (1935).
2. Pool M., Quill L., Phys. Rev., 53, 437 (1938).
3. Hahn O., Strassman F., Naturwiss., 27, 529 (1939); 28, 61 (1940).
4. Hahn O., Strassman F., Naturwiss., 28, 543 (1940).
5. Mounce K., Pool M., Kurbatov J., Phys. Rev., 61, 389 (1942).
6. Weimer K., Pool M., Kurbatov J., Phys. Rev., 63, 67 (1943).
7. Mandeville C., Phys. Rev., 64, 147 (1943).
8. Cork J., Keller H., Rutledge W., Studdard A., Phys. Rev., 76, 1886 (1949).
9. Башилов А., Джелепов Б., Червинская Л., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 88 (1951).
10. Reed G., Turkevich A., Phys. Rev., 92, 1473 (1953).
11. Philipp K., Riedhammer J., ZS. f. Naturforsch., 1, 372 (1946).
12. Kirby H., Salutsky M., Phys. Rev., 93, 1051 (1954).
13. Maurer W., ZS. f. Naturforsch., 2a, 586 (1947).
14. Osborne R., Peacock W., Phys. Rev., 69, 679 (1946).
15. Beach L., Peacock L., Wilkinson R., Phys. Rev., 76, 1624 (1949).
16. Peacock C., Quinn J., Oser A., Phys. Rev., 94, 372 (1954).
17. Cork J., Le Blanc J., Stoddard A., Martin D., Branyan C., Childs W., Phys. Rev., 83, 856 (1951).
18. Miller L., Curtiss L., Phys. Rev., 70, 983 (1946).
19. Rall W., Wilkinson R., Phys. Rev., 71, 321 (1947).
20. Bannerman R., Lewis G., Curran S., Phil. Mag., 42, 1097 (1951).
21. Mitchell A., Langer L., Brown L., Phys. Rev., 71, 140 (1947).
22. Hanson A., Phys. Rev., 75, 1794 (1949).
23. Bishop C., Wilson R., Halban H., Phys. Rev., 77, 416 (1949).
24. Wattenberg A., Phys. Rev., 74, 497 (1947).
25. Mandeville C., Scherb M., Phys. Rev., 73, 1434 (1948).
26. Robinson B., Madansky L., Phys. Rev., 84, 1067 (1951).
27. Джелепов Б., Орбели М., ДАН СССР, 62, 615 (1948).
28. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 599 (1954).
29. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН СССР, 86, 497 (1952).
30. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН СССР, 77, 233 (1951).
31. Джелепов Б., Жуковский Н., Приходцева В., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, *4*, 511 (1953).
32. Джелепов Б., Силантьев А., ДАН СССР, 85, 533 (1952).
33. Громов К., Джелепов Б., ДАН СССР, 85, 299 (1952).
34. Громов К., Джелепов Б., Жуковский Н., Силантьев А., Хольнов Ю., ДАН СССР, 86, 255 (1952).
35. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН СССР, 77, 597 (1951);

35a. Глазунов Н., Джелепов Б., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 19, *3*, 294 (1955).

36. Cork J., Brice M., Nester W., Le Blanc J., Martin D., Phys. Rev. 89, 1291 (1953).
37. Muller D., Hoyt H., Klein D., Du Mond J., Phys. Rev., 88, 775(1952).
38. Hedgran A., Lind D., Arkiv för Fysik, 5, 177 (1952).
39. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., 83, 906 (1951).
40. Bishop G., Jorba J., Phys. Rev., 98, 89 (1955).
41. Goldhaber G., Phys. Rev., 90, 587 (1953).
42. Ford K., Phys. Rev., 90, 29 (1953).
43. Ajzenberg F., Lauritzen T., Rev. Mod. Phys., 24, 321 (1952).
44. Elliott L., Graham R., Walker J., Wolfson J., Phys. Rev., 93, 356 (1954).
45. Amaldi E., D'Agostino O., Fermi E., Pontecorvo B., Rasetti R., Segre E., Proc. Roy. Soc., A149, 522 (1935).
46. Sinma K., Yamasaki F., Phys. Rev., 59, 402 (1941).
47. Seren L., Friedlander H., Turkel S., Phys. Rev., 72, 888 (1947).
48. Cork J., Shreffler R., Fowler C., Phys. Rev., 74, 240 (1948).
49. Mandeville C., Phys. Rev., 63, 387 (1943).
50. Hollander J., Perlman I., Seaborg G., Rev. Mod. Phys., 25, 556 (1953).
51. Brown C., Rosmussen J., Surls J., Martin D., Phys. Rev., 85, 146 (1952).
52. De Wire J., Pool M., Kurbatov J., Phys. Rev., 61, 544, 564 (1942).
53. Wilkinson G., Hicks H., Phys. Rev., 75, 1687 (1949).
54. Glasoe G., Steigman J., Phys. Rev., 58, 1 (1940).
55. Landolt-Börnstein, 6. Aufl., Bd. 1/5.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ, В. П. ПРИХОДЦЕВА и Ю. В. ХОЛЬНОВ

# $\gamma$-ИЗЛУЧЕНИЕ $Au^{198}$

## 1. Введение

К 1950 г. схема распада $Au^{198}$ казалась твердо установленной: было принято, что $\beta$-спектр $Au^{198}$ простой, имеет фермиевскую форму и приводит к возбужденному состоянию 411 keV $Hg^{198}$, которое высвечивается электрическим квадрупольным излучением.

Экспериментальные основания этой схемы изложены в подробной статье Н. Антоньевой, А. Башилова, Б. Джелепова и А. Золотавина [1] (1950).

В последние годы появилось, однако, много новых работ, посвященных излучению $Au^{198}$. Наиболее важные результаты этих работ: открытие двух новых $\gamma$-линий с $h\nu = 676$ и 1089 keV, установление их характеристик и наблюдение связанных с ними $\beta - \gamma$- и $\gamma - \gamma$-совпадений.

В связи с этими работами и возросшим интересом к схеме распада $Au^{198}$ мы предприняли исследование $\gamma$-спектра $Au^{198}$ при помощи ритрона.

## 2. Исследование $\gamma$-спектра $Au^{198}$

Целью наших измерений было более точное, чем в предыдущих работах, определение относительных интенсивностей $\gamma$-линий $Au^{198}$. Измерения производились при помощи ритрона [2]. Источником $\gamma$-лучей служил золотой цилиндрик $\phi$ 3 мм и длиной 6 мм, облученный нейтронами и имевший активность около 2 Cu.

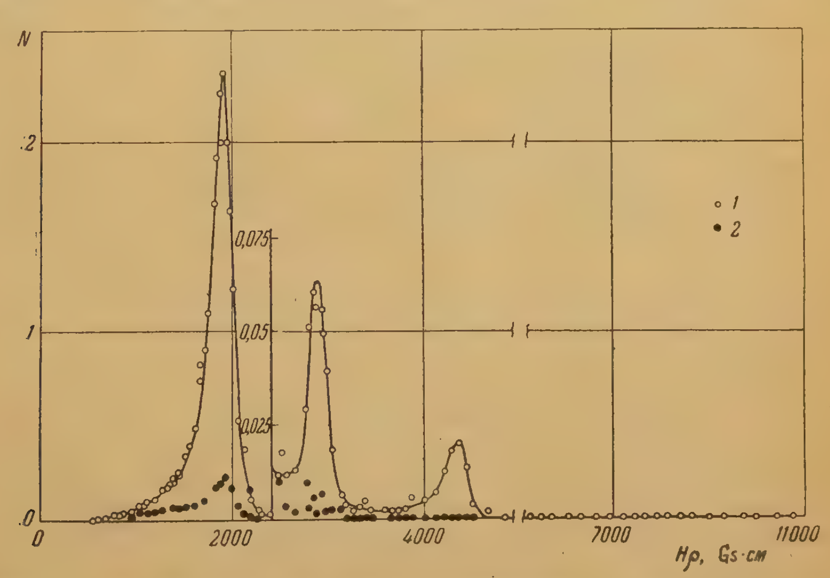



Рис. 1. $\gamma$-Спектр $Au^{198}$, экспериментальная кривая; *1* — точки, полученные с мишенью, находящейся в пучке, *2* — точки, полученные с мишенью, выведенной из пучка (фон)

На рис. 1 изображена полученная нами экспериментальная кривая. Две жесткие $\gamma$-линии приведены в масштабе, увеличенном в 20 раз.

На рис. 2 приведен γ-спектр $Au^{198}$ в обработанном виде: вычтен фон, кривая приведена к равным интервалам энергии γ-лучей, введена поправка на поглощение γ-лучей в источнике и стенке прибора, учтена спектральная чувствительность прибора и зависимость эффективности счетчиков от энергии проходящих через них электронов [2].

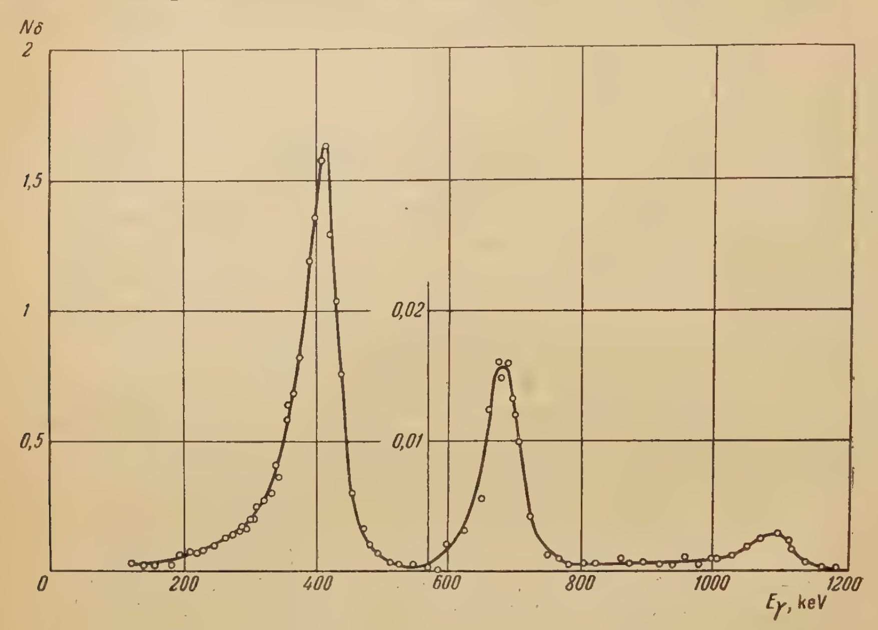



Рис. 2. Тот же спектр, что на рис. 1, но в обработанном виде

Для того чтобы исключить влияние газа, наполняющего прибор, на величину наблюдающихся максимумов, были проведены три серии измерений при разных давлениях наполняющей смеси (гелий +4% метана): 32, 16 и 7 см рт. ст. Результаты всех трех серий согласуются между собой в пределах 6 %. В таблице приведены средние значения энергий и интенсивностей по этим сериям.

Для того чтобы выяснить, не испускает ли препарат еще более жесткие γ-лучи, мы провели измерения в основной серии до $h\nu = 3000$ keV; никаких γ-лучей мы не нашли. Была проведена также дополнительная серия измерений в условиях повышенной в 25 раз светосилы (бериллиевая мишень толщиной 0,4 мм, расширенные до 7 мм щели спектрометра [2]).

Результаты этих опытов показали, что интенсивность испускаемых $Au^{198}$ γ-лучей с энергией 1100 ÷ 3000 keV не больше, чем $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ кванта на распад.

## 3. Обсуждение γ-спектра $Au^{198}$

Жесткие γ-линии $Au^{198}$ были открыты Каванагом, Турнером, Букером и Данстером в 1951 г. [6]. С тех пор относительные интенсивности γ-линий измерялись в шести работах; результаты всех работ собраны в таблице.

В работах [3, 5, 7] γ-спектр изучался по спектру фотоэлектронов, измеренному на магнитных спектрометрах. Общие затруднения для этих работ вытекают из необходимости разложения наблюдающегося спектра на компоненты и сложности определения спектральной чувствительности приборов.

В работе [6] интенсивности определялись по отношению площадей, занимаемых непрерывным распределением электронов отдачи, выбивае-

**Энергии и относительные интенсивности γ-линий $Au^{198}$ по данным различных авторов**

| $E_\gamma$, keV | Относительная интенсивность | $E_\gamma$, keV | Относительная интенсивность |
|---|---|---|---|
| Эллиот и др. (1951) [3] | | Броси и др. (1951) [4] | |
| 411,77 | 100 | 411 | 100 |
| 675,7 ± 1,5 | 0,48 ± 0,1 | 680 | 1 |
| 1087 ± 2 | 0,13 ± 0,2 | 1090 | 0,2 |
| Хюбер (1951) [5] | | Каванаг и др. (1951) [6] | |
| 411 | 100 | 410 ± 6 | 100 |
| 673 ± 3 | 1,4 ± 0,1 | 671 ± 9 | 1,5 |
| 1075 ± 7 | 0,25 ± 0,05 | 1092 ± 13 | 0,4 |
| Эллиот и др. (1954) [7] | | Маэдер и др. (1954) [8] | |
| 411,77 | 100 | 410 ± 2 | 100 |
| 676,5 ± 0,8 | 0,842 ± 0,056 | 680 | 1,3 |
| 1088,9 ± 0,9 | 0,17 ± 0,012 | 1090 | 0,25 |

Данная работа

| $E_\gamma$, keV | Относительная интенсивность I сер. (32 см рт. ст.) | Относительная интенсивность II сер. (16 см рт. ст.) | Относительная интенсивность III сер. (7 см рт. ст.) | Принятая относительная интенсивность |
|---|---|---|---|---|
| 412 ± 4 | 100 | 100 | 100 | 100 |
| 680 ± 7 | 1,14 | 1,07 | 1,10 | 1,11 ± 0,05 |
| 1088 ± 10 | 0,26 | — | — | 0,26 ± 0,02 |

мых γ-лучами разных энергий из алюминиевого излучателя, который помещался в фокусе линзового спектрометра. Значительная толщина излучателя (130 μ Al) не позволила авторам полностью разделить эффекты, вызванные различными γ-линиями.

В работах [4, 8] γ-спектр изучался при помощи люминесцентного спектрометра; точность этих измерений невелика.

Сопоставлению в основном подлежат результаты измерений Эллиота и др. [7] и наши. Они отличаются друг от друга гораздо сильнее, чем это позволяют указанные авторами погрешности.

Энергия основной γ-линии $Au^{198}$ наиболее точно измерена Мюллером, Дю-Мондом и сотр. [9] — $h\nu = 411{,}77 \pm 0{,}04$ keV. Энергия жестких линий наиболее точно измерена Эллиотом, Престоном и Вольфсоном [7] $h\nu = 676{,}5 \pm 0{,}8$ и $1088{,}9 \pm 0{,}9$ keV. γ-Лучи с $h\nu = 411{,}1$ и 675 keV обнаружены также при $K$-захвате в $Tl^{198}$ [10]. Это доказывает, что переходы происходят в $Hg^{198}$. Другим доказательством этого является то, что разность энергий конверсионных электронов, выбитых с $K$- и $L$-оболочек, равна 68,5 keV для $h\nu = 411$ keV [1], $67{,}9 \pm 0{,}6$ keV для $h\nu = 676$ keV и $68{,}0 \pm 0{,}5$ keV для $h\nu = 1089$ keV [7], в то время как разность $K - L$ должна быть 64,2 keV для Pt, 66,1 keV для Au и 68,1 keV для Hg.

## 4. О схеме распада $Au^{198}$

В этом параграфе мы систематизируем сведения о распаде $Au^{198}$, накопленные к 1.X.1954 г.

1. Основная компонента β-спектра имеет граничную энергию $958{,}8 \pm 1{,}6$ keV (среднее взвешенное из результатов работ [1, 3, 7, 11—15]). Форма спектра фермиевская [1, 7]. Мягкая ($E_{гр} = 290$ keV) и жесткая ($E_{гр} = 1371$ keV) компоненты β-спектра настолько малоинтенсивны, что не могут вызвать заметных отклонений от прямолинейности графика Кюри.

2. Мягкая компонента β-спектра обнаружена Каванагом [16] при изучении β — γ-совпадений для $Au^{198}$. В этой работе сцинтилляционный спектрометр настраивался на жесткую γ-линию (1086 keV), а β-частицы регистрировались счетчиком Гайгера—Мюллера. Изучалось число совпадений в зависимости от толщины фильтра, помещаемого перед β-счетчиком. Совпадения пропадают при толщине фильтра, соответствующего $E_{гр} = 295$ keV. Эта мягкая β-компонента ведет на второй возбужденный уровень $Hg^{198}$. Значение $E_{гр} = 290 \pm 15$ keV получено тем же методом в работе Броси и др. [4]. В ней изучались совпадения между γ-квантами 680 keV (сцинтилляционный спектрометр) и выделенными по энергии при помощи линзового спектрометра β-частицами.

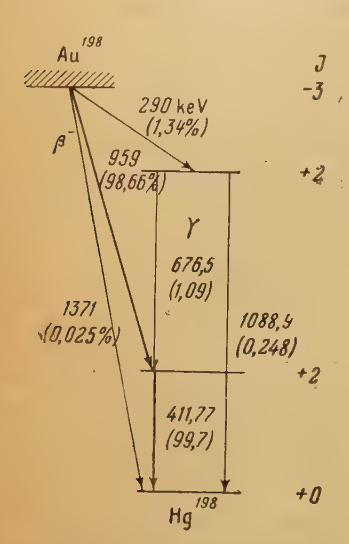



Рис. 3. Схема распада $Au^{198}$

3. Жесткая компонента β-спектра обнаружена Эллиотом и др. [7]. Она имеет граничную энергию $E_{гр} = 1371 \pm 4$ keV и относительную интенсивность $(2{,}5 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-4}$ β-частицы на распад.

Так как граничная энергия почти точно совпадает с суммой энергий основных β-компоненты и γ-линии ($1370{,}5 \pm 1{,}7$ keV), то естественно принять, что жесткая компонента возникает при распаде $Au^{198}$ на основной уровень $Hg^{198}$. Форма этой слабой β-компоненты, специально изученная в работе [7], оказалась не фермиевской.

4. Приведенные выше данные о β- и γ-спектрах явились основой для схемы распада $Au^{198}$, изображенной на рис. 3 [7]. Опыты с β — γ-совпадениями [4, 16] и γ — γ-совпадениями [16] подтверждают ее правильность.

5. Основное состояние $Hg^{198}$ — ядра с четным числом протонов и нейтронов, — вероятно, принадлежит к типу +0.

6. Квантовые характеристики первого возбужденного уровня $Hg^{198}$ вытекают из: а) абсолютного значения коэффициента конверсии $h\nu = 411$ keV на $K$-оболочке, б) из отношения $K/L$ и в) из отношения $L_{II}/L_{III}$ для той же линии. Величина $\alpha_K$ определялась в работах [1, 3, 5, 15, 17, 18]. Наиболее точно (с погрешностью меньше 1 %) она определена в работе [18]: $\alpha_K = 0{,}0307 \pm 0{,}0003$. Это значение очень хорошо согласуется с теоретическим значением для перехода $E2$ (интерполированное значение, расчеты релятивистские для чисто кулоновского поля [19]): $\alpha_K = 0{,}031$ (для $E1$ $\alpha_K = 0{,}012$, для $M1$ $\alpha_K = 0{,}16$; для $E3, E4,\ldots$ $\alpha_K \geqslant 0{,}082$; для $M2, M3,\ldots$ $\alpha_K \geqslant 0{,}43$).

Отношение $\alpha_K/\alpha_L$ согласно работе [18] равно $\frac{0{,}0307}{0{,}0103} \approx 3{,}0$; значение, полученное для этого отношения по кривой Гольдгабера и Саньяра [20] для перехода типа $E2$, равно 2,7.

Сван и Хилл [21] определили отношение вероятностей конверсии γ-лучей 411 keV на $L_{II}$- и $L_{III}$-подуровнях: по их данным $L_{II}/L_{III} =$

$= 2{,}53$, что согласуется с теоретическим значением для перехода типа $E2 - 2{,}73$ [22].

Таким образом, квантовая характеристика первого возбужденного уровня $Hg^{198}$ $+2$.

7. Приписание типа $+2$ уровню 411 keV $Hg^{198}$ не противоречит времени жизни этого состояния, измеренному в работах [23, 24]; согласно [24] $\tau = 1{,}6 \cdot 10^{-11}$ сек.

8. Квантовые характеристики уровня 1089 keV $Hg^{198}$ вытекают из: 1) измерений $\alpha_K$ и 2) измерений $\alpha_K / \alpha_L$ для прямого перехода на основной уровень $Hg^{198}$.

Согласно работе [7] $\alpha_K = 0{,}00450 \pm 0{,}00034$, что прекрасно согласуется с теоретическим значением [25] для перехода типа $E2 - 0{,}00453$ (для $E1$ $\alpha_K = 0{,}00173$, для $E3 - 0{,}0097$; для $M1 - 0{,}0148$ и для $M2 - 0{,}030$).

Эллиот и др. [7] приводят также экспериментальное значение $\alpha_K/\alpha_L = 6{,}3 \pm 0{,}5$, что согласуется с величиной 6,8, полученной путем экстраполирования кривой Гольдгабера и Саньяра [20] для излучения типа $E2$. Таким образом, второй возбужденный уровень $Hg^{198}$, так же как и первый, имеет спин 2 и четность $+$.

9. Идентификация первого и второго уровней подтверждается сравнением с теорией измеренного в работе [7] коэффициента конверсии для γ-лучей 676 keV. Он оказался равным $\alpha_K = 0{,}0224 \pm 0{,}0019$, что соответствует теоретической величине [25] для смеси из $(32 \pm 6)$ % $M1$- и $(68 \pm 6)$ % $E2$-излучения (для $M1$ $\alpha_K = 0{,}047$, а для $E2 - 0{,}0111$).

10. Приведенная идентификация уровней $Au^{198}$ находится в хорошем согласии с результатами измерений угловой $\gamma - \gamma$-корреляции для $h\nu = 411$ и 676 keV [26—28].

Одинаковый тип уровней 411 keV $Hg^{198}$ и 1089 keV $Hg^{198}$ косвенно подтверждается также близостью значений $fT$ для переходов $Au^{198}$ на эти два уровня (см. п. 11).

11. Прямое измерение спина $Au^{198}$, произведенное Рейнольдсом и др. [29], привело к значению 2. Таким образом β-переход $Au^{198} \rightarrow 0$ keV $Hg^{198}$ принадлежит к типу $2 \rightarrow +0$. Для этого перехода $E_{гр} = 1371$ keV, $\Pi = 0{,}025$ % и, следовательно, $\lg fT = 11{,}7$. Столь высокое значение $fT$ указывает на порядок запрещения не ниже 2. При типе $Au^{198}$ $-2$ порядок запрещения был бы первым, поэтому тип основного состояния $Au^{198}$, по-видимому, $+2$. При этом оба β-перехода на возбужденные состояния $Hg^{198}$ принадлежат к типу $+2 \rightarrow +2$, т. е. должны быть разрешенными. Величина $\lg fT$ для этих переходов —7,4 и 7,6 — плохо согласуется с этим выводом. Однако в настоящее время известны и другие случаи, когда разрешенные переходы имеют аномально большое $fT$, вероятно, из-за различия структур исходного и конечного ядер.

12. Относительно перехода $Au^{198}$ в $Pt^{198}$ имеются следующие данные. В [30] определен верхний предел для отношения $\beta^+ / \beta^-$: $\beta^+ / \beta^- < 3 \cdot 10^{-5}$.

Каванаг и др. [6] при помощи линзового спектрометра по фотоэлектронам обнаружили две мягкие γ-линии $- 66{,}5 \pm 1$ и $78{,}0 \pm 1$ keV. Соответствующих конверсионных линий они не обнаружили и пришли к заключению, что это рентгеновские лучи. Они возникают, во-первых, вследствие вылета конверсионных электронов при распаде $Au^{198}$ и, во-вторых, вследствие ионизации β-частицами атомов источника. В качестве верхнего предела интенсивности $K$-захватной ветви в этой работе приводится величина 6 %.

В работе [31] оценка интенсивности $K$-ветви производится методом селективного поглощения рентгеновых лучей, возникающих при $K$-захвате. Установлено, что если $K$-захват в $Au^{198}$ и происходит, то с вероятностью, меньшей 0,4 % от вероятности β-распада.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

### Цитированная литература

1. Антоньева Н., Башилов А., Джелепов Б., Золотавин А., Изв. АН СССР, Серия физич., 14, 299 (1950).
2. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 5, 599 (1954).
3. Elliot L., Wolfson J., Phys. Rev., 82, 333 (1951).
4. Brosi A., Ketelle B., Zeldes H., Fairstein E., Phys. Rev., 84, 586 (1951).
5. Hubert M., C. R., 232, 2201 (1951).
6. Cavanagh P., Turner J., Booker D., Dunster H., Proc. Phys. Soc., 64A, 13 (1951).
7. Elliot L., Preston M., Wolfson J., Canad. J. Phys., 32, 153 (1954).
8. Maeder D., Müller R., Wintersteiger V., Helv. Phys. Acta, 27, 3 (1954).
9. Müller D., Hoyt H., Klein D., Du Mond J., Phys. Rev., 88, 775 (1952).
10. Bergström I., Hill R., Pasquali G., Phys. Rev., 92, 918 (1953).
11. Levy P., Greuling E., Phys. Rev., 73, 83 (1948); 75, 819 (1949).
12. Saxon D., Phys. Rev., 73, 811 (1948).
13. Steffen R., Huber O., Humbel F., Helv. Phys. Acta, 22, 167 (1949).
14. Langer L., Price H., Phys. Rev., 76, 641 (1949).
15. Fan C., Phys. Rev., 87, 252 (1952).
16. Cavanagh P., Phys. Rev., 82, 791 (1951).
17. Fan C., Phys. Rev., 81, 300 (1951).
18. Simons L., Phys. Rev., 86, 570 (1952).
19. Rose M., Goertzel G., Spinrad B., Phys. Rev., 83, 79 (1951).
20. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., 83, 906 (1951).
21. Swan J., Hill R., Phys. Rev., 91, 424 (1953).
22. Gellman H., Griffith B., Stanley J., Phys. Rev., 85, 944 (1952).
23. Graham R., Bell R., Phys. Rev., 84, 380 (1951).
24. Malmfors K., Ark. f. Fys., 6, 49 (1952).
26. Rose M., Goertzel G., Perry C., ORNL Report, 1023 (1951).
26. Schrader C., Nelson E., Jacobs J., Phys. Rev., 90, 159 (1953).
27. Schiff D., Metzger F., Phys. Rev., 90, 849 (1953).
28. Schrader C., Phys. Rev., 92, 928 (1953).
29. Reynolds J., Christensen R., Hamilton D., Lemonick A., Pipkin F., Stroke H., Bull. Am. Phys. Soc., 30, 13 (1955).
30. Mims W., Halban H., Proc. Phys. Soc., 64A, 311 (1951).
31. Gerard-André Renard M., C. R., 228, 387 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Л. М. ХРОМЧЕНКО

# ИССЛЕДОВАНИЕ УРОВНЕЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР МЕТОДОМ МАГНИТНОГО АНАЛИЗА

Изучение спектров продуктов ядерных реакций является одним из наиболее эффективных методов ядерной спектроскопии. Определение при помощи магнитного анализа энергий заряженных частиц, возникающих в результате реакций, позволило в последнее время значительно повысить точность результатов и разрешающую способность приборов при изучении энергетических уровней ядер.

Однако в ряде случаев такие исследования были произведены лишь в малом диапазоне энергий возбуждения. Таковы, например, опыты Бюхнера и др. [1]: для бомбардировки мишеней в них применялись дейтоны с энергией всего в 2 MeV. Поэтому при достаточно высокой точности и разрешающей способности прибора, полученных в этих опытах, они давали сведения об уровнях исследованных ядер лишь в области низких энергий возбуждения.

Нужно отметить большую трудоемкость примененного в этих опытах метода регистрации заряженных частиц — счета следов в фотоэмульсии и измерения их длин; счет следов позволял оценить интенсивность исследуемых групп, измерение длин этих следов — природу образующих группы частиц.

В настоящей работе излагаются результаты ряда опытов [2—5]. Целью этих опытов было изучение уровней некоторых легких ядер в области более высоких энергий возбуждения, чем изученные до сих пор.

## Постановка опытов

В наших опытах энергия продуктов ядерных реакций изучалась также при помощи магнитного анализа. Постановка опытов, однако, была отличной от постановки опытов указанными выше авторами. В нашем при-

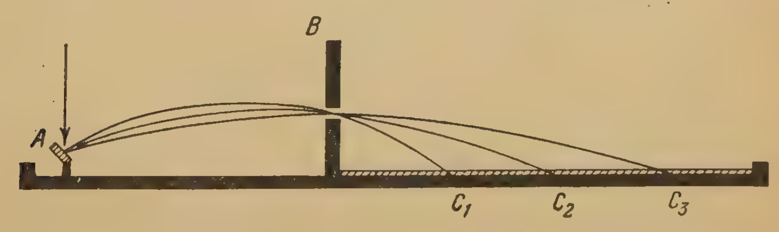



Рис. 1. Схема спектрографа: $A$ — мишень, $B$—щель, $C_1$—$C_3$ — точки падения частиц на фотопластинку

боре пучок моноэнергетических дейтонов с энергией до 4,7 MeV падал на мишень $A$ (рис. 1), в которой вызывал соответствующие ядерные реакции. В сильном и однородном магнитном поле, перпендикулярном плоскости чертежа, вылетавшие из мишени заряженные частицы описывали круговые траектории и, пройдя через узкую щель $B$, попадали на детек-

тор. Последним служила тонкослойная фотопластинка, расположенная на дне прибора, за щелью $B$. В зависимости от импульса отклоняемых частиц менялся радиус кривизны их траекторий и они попадали на пластинку в разных точках: $C_1$, $C_2$, $C_3$ и т. п. Чем меньше был импульс частиц, тем ближе к мишени попадала на пластинку соответствующая группа. Условия опыта были таковы, что на пластинке, в местах локализации дискретных групп частиц, можно было наблюдать уже не отдельные следы, а видимые глазом линии.

При известной геометрии прибора и известной напряженности магнитного поля $H$ положение линии на пластинке позволяло определить энергию соответствующей группы частиц, если была известна природа их, т. е. $e/m$.

Для быстрой и однозначной идентификации частиц мы применили, по предложению Ю. А. Немилова, дифференцирующий фильтр, представляющий собой несколько иную модификацию разработанного им метода клина [6]. Фильтр помещался на пластинке таким образом, что закрывал ее всю по длине и наполовину — по ширине. Фильтр изготовлялся из слоев алюминиевой фольги, толщина его рассчитывалась по такому закону, чтобы в каждой точке вдоль пластинки полностью затормозить дейтоны и все более короткопробежные частицы и пропустить протоны. Таким образом, одна половина пластинки, без фильтра, регистрировала все заряженные частицы, испускаемые мишенью в узком интервале углов рассеяния. Другая половина пластинки, защищенная фильтром, регистрировала только спектр протонов, возникавших в результате реакции (d, p) в исследуемой мишени. Правильность этого способа идентификации частиц проверялась еще и иначе: энергетический спектр каждого ядра исследовался нами при нескольких энергиях бомбардирующих дейтонов.

Наиболее существенным преимуществом описанного метода являлась высокая статистическая достоверность наблюденных групп частиц: переход от счета отдельных следов к линиям, наблюдаемым визуально, требовал увеличения концентрации следов по крайней мере на три порядка.

Преимуществом указанной постановки опытов являлось также то, что оба спектра в достаточно широком диапазоне энергий возбуждения получались одновременно и на одной пластинке. Поэтому отпадала необходимость в неприятной операции, проделываемой Бюхнером и др.,— «сшивании» результирующей кривой из многих отдельных пластинок (в некоторых случаях до 20), каждая из которых охватывала небольшую часть исследуемого энергетического интервала. Вследствие этого в наших опытах менее критичной оказывалась любая нестабильность дейтонного пучка — она сказывалась одновременно на всех группах спектра.

Получение визуально наблюдаемых энергетических спектрограмм позволило значительно ускорить обработку пластинок. От счета следов мы смогли перейти к исследованию относительной интенсивности групп при помощи микрофотометра. Такая, несравненно более быстрая, обработка результатов дала нам возможность изучить целую серию спектрограмм для каждого из исследованных элементов. Благодаря такой многократной проверке воспроизводимости результатов из окончательных данных было исключено большинство случайных факторов.

Фокусировка и дисперсия в нашем спектрографе не были оптимальными, так как анализируемые частицы отклонялись не на 180°. Это обстоятельство, а также применение более толстых мишеней обусловили то, что полученные в наших условиях точность результатов и разрешающая способность прибора были ниже, чем в опытах Бюхнера и др. Энергия большинства уровней исследованных нами ядер была определена с точностью порядка 20—30 keV. В случае применения более толстых мишеней (например для магния и кремния) погрешность увеличивалась до 40—50 keV, а в в случае более тонких (например для углерода и кислорода) — уменьшалась до 10—15 keV.

Недостаток нашего способа регистрации состоял в том, что полученные нами микрофотограммы давали возможность оценить только относительные интенсивности различных групп спектра. Счет следов давал возможность определить их абсолютные интенсивности. Правда, в опытах Бюхнера и др. надежность этого определения снижалась из-за того, что отдельные участки спектра снимались последовательно, поэтому нестабильность пучка бомбардирующих частиц во время экспозиции могла исказить истинное соотношение интенсивностей групп.

Энергия бомбардировавших мишень дейтонов определялась в наших опытах по энергии дейтонов, упруго отраженных от ядер, содержавшихся в мишени. В случае сложных по составу мишеней, при наличии нескольких групп таких упруго отраженных дейтонов, для каждой пластинки принималось среднее значение из отдельных измеренных значений.

В таблицах, содержащих сводки энергий уровней исследованных нами ядер, мы приводим усредненные данные, суммированные по целому ряду пластинок. При усреднении учитывался статистический вес отдельных измерений. В качестве характеристики последнего принималась интенсивность соответствующих пиков на микрофотограммах. В скобках даны значения энергии возбуждения уровней, которые мы считаем менее достоверными, чем все остальные данные, ввиду недостаточной воспроизводимости соответствующих линий.

## Исследование систем уровней возбуждения некоторых легких ядер

Из серии исследованных нами легких ядер два — углерод и кислород — были изучены нами как для калибровки и опробования прибора, так и потому, что они содержались в виде примеси почти во всех примененных мишенях.

Исследование энергетического спектра остальных ядер в области более высоких энергий возбуждения представляло уже самостоятельный интерес.

На рис. 2 (см. вклейку, стр. 280) представлены репродукции типичных фотопластинок с энергетическими спектрами исследованных нами ядер. Как показывает сравнение этих репродукций, наиболее простыми из всей серии являются спектры углерода и кислорода.

### Углерод

В опытах с углеродом мишенью служил слой сажи, нанесенный на подложку из медной фольги толщиной $\sim 0{,}5\ \mu$. На фотографии спектра углерода (рис. 2, *а*) справа вверху видна яркая линия, обусловленная дейтонами, отраженными упруго от меди. Она отчетливо видна на верхней половине пластинки, экспонированной без фильтра, и отсутствует на нижней, закрытой фильтром.

Микрофотограммы обеих половинок этой фотопластинки приведены на рис. 3. Из них видно, что в исследованном нами энергетическом интервале имеется четыре группы протонов от реакции $C^{12}(d, p)C^{13}$. Одна из этих групп, с индексом $C^{13}(0)$, соответствует переходу ядра $C^{13}$ в основное состояние, три остальные характеризуют уровни возбуждения ядра $C^{13}$. При энергии бомбардирующих дейтонов $E_d = 4{,}4$ MeV группа протонов $C^{13}(0)$ совпала по положению с группой дейтонов, отраженных упруго от ядра $C^{12}$. Поэтому на кривой *I* рис. 3 (отображающей спектр незакрытой фильтром части фотопластинки) этот пик имеет оба индекса.

Как масса ядра $C^{12}$, так и $Q_0$ для реакции $C^{12}(d, p)C^{13}$ известны достаточно точно и определены двумя независимыми способами — из данных по магнитному анализу продуктов этой реакции [7] и из масс-спектро-

метрических измерений [8]. По предложению П. И. Лукирского величина $Q_0$ для указанной реакции была принята нами в качестве репера для калибровки спектрографа.

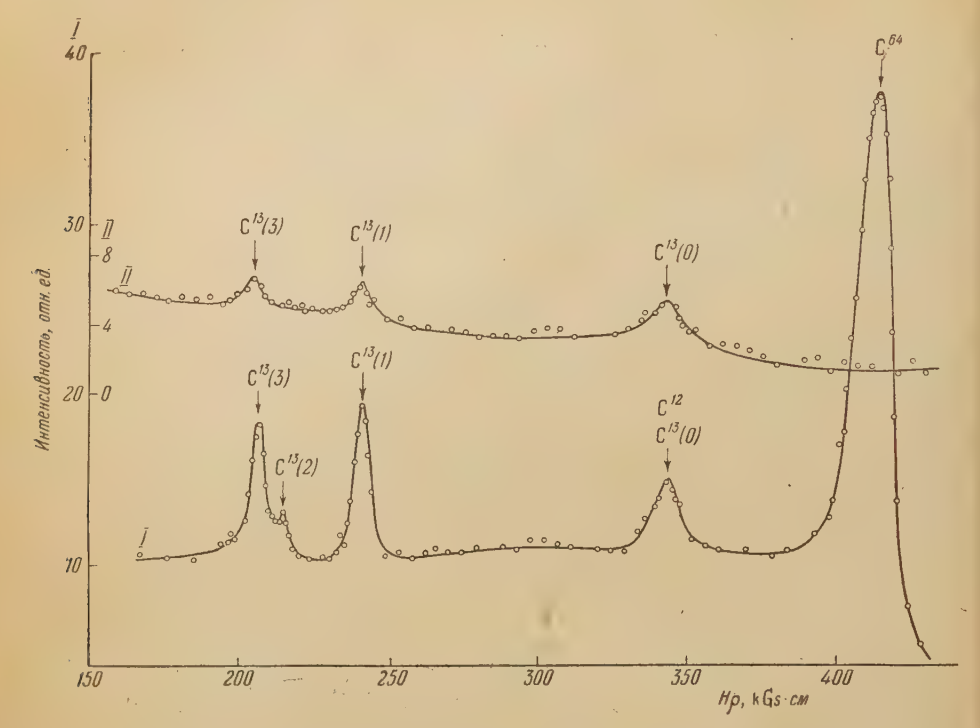



Рис. 3. Микрофотограммы спектра углерода ($E_d$ = 4,40 MeV): *I* — спектр на части пластинки без фильтра, *II* — спектр на закрытой фильтром части пластинки

В табл. 1 дана сводка данных об уровнях ядра $C^{13}$ как по результатам настоящей работы, так и по измерениям других авторов. В работе Ван-Паттера и др. энергии уровней $C^{13}$ определены при помощи магнитного

Таблица 1

**Уровни возбуждения ядра $C^{13}$ (в MeV)**

| № группы | Настоящая работа | Ван-Паттер и др. [9] | Ротблатт [10] | Кови и др. [11] |
|---|---|---|---|---|
| 1 | $3{,}10_7$ | 3,086 | 3,11 | 3,14 |
| 2 | $3{,}69_9$ | 3,686 | 3,683 | — |
| 3 | $3{,}86_9$ | — | 3,884 | 4,13 |

анализа, в двух остальных работах — по измерению пробегов протонов. Ввиду простоты спектра углерода для его исследования мы проанализировали только три пластинки.

### Кислород

Для изучения спектра кислорода мы применяли мишени из окиси вольфрама, напыленной на медную фольгу. Кроме того, были использованы данные, полученные при бомбардировке дейтонами металлического магния. Последний был заметно окисленным, поэтому на микрофото-

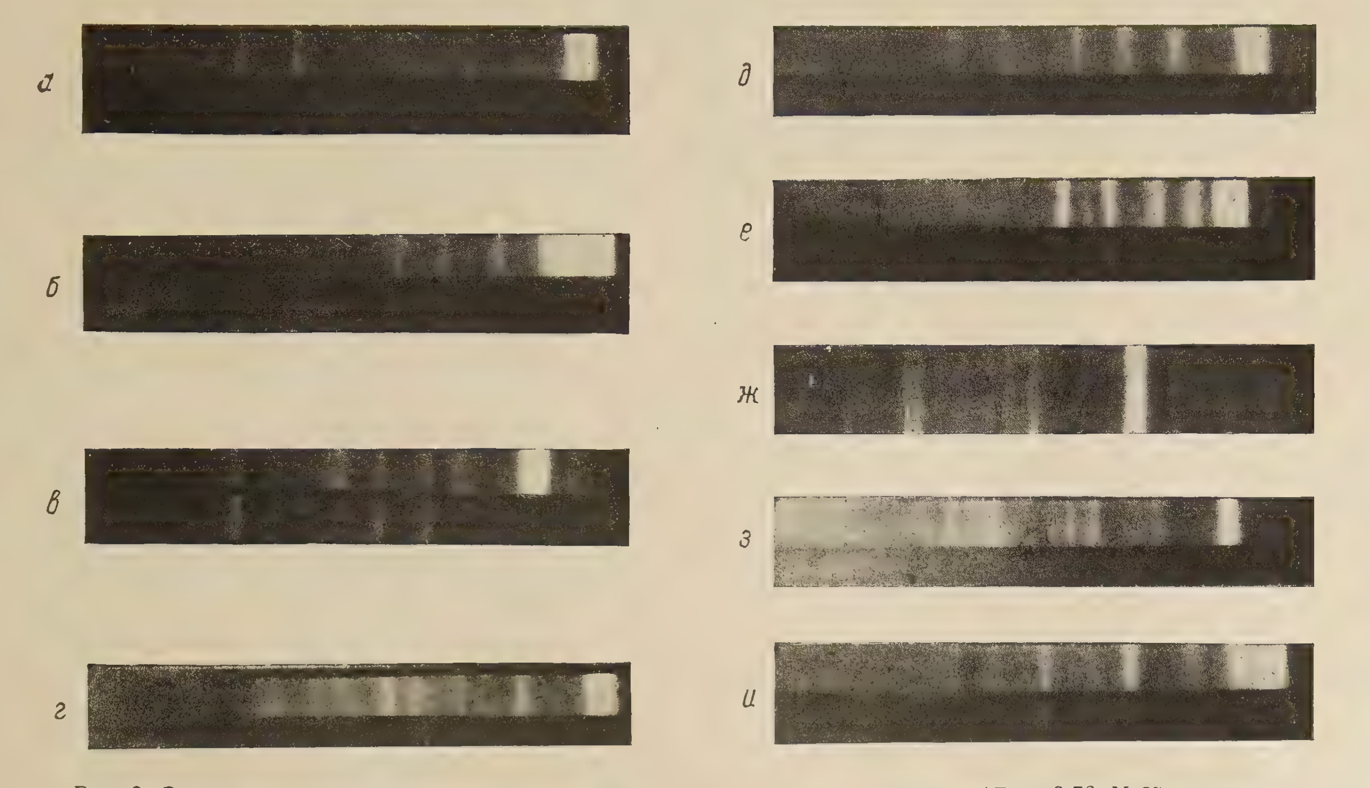



**Рис. 2.** Энергетические спектры ядер: *а* — углерода, *б* — кислорода, *в* — лития ($E_d = 3{,}76$ MeV), *г* — лития ($E_d = 4{,}69$ MeV), *д* — бора, *е* — магния, *ж* — алюминия ($E_d = 3{,}048$ MeV), *з* — алюминия ($E_d = 4{,}308$ MeV), *и* — кремния

граммах со спектром магния спектр кислорода также был выражен весьма отчетливо.

Одна из фотографий со спектром кислорода от окиси вольфрама представлена на рис. 2, *б*. Микрофотограммы этой фотопластинки приведены на рис. 4.

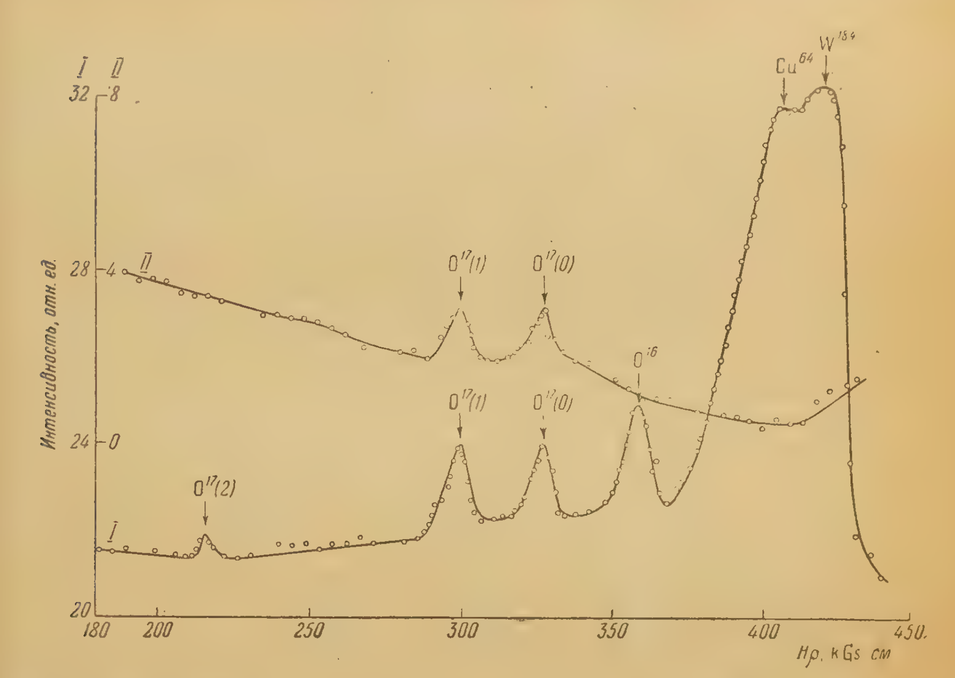



Рис. 4. Микрофотограммы спектра кислорода ($E_d = 4{,}32$ MeV): *I* — спектр на части пластинки без фильтра, *II* — спектр на закрытой фильтром части пластинки

На кривой *I* рис. 4 (соответствующей не закрытой фильтром части пластинки) наиболее интенсивные пики справа обусловлены дейтонами, отраженными упруго от вольфрама и меди.

Третья группа, менее интенсивная, состоит из дейтонов, отраженных упруго от кислорода. Протонный спектр кислорода представлен двумя очень интенсивными группами: $O^{17}(0)$ и $O^{17}(1)$, которые по интенсивности сравнимы с группой $O^{16}(d, d)O^{16}$, и двумя более слабыми группами. Последняя из них, $O^{17}(3)$, на микрофотограмме вообще не выявилась, хотя визуально она была наблюдаема и положение ее могло быть установлено.

Таблица 2

**Уровни возбуждения ядра $O^{17}$ (в MeV)**

| № группы | Настоящая работа | Бэрроуз и Пауэлл [12] | Ватсон и Бюхнер [13] |
|---|---|---|---|
| 1 | $0{,}89_3$ | 0,87 | 0,883 |
| 2 | $3{,}00_5$ | 3,07 | 3,069 |
| 3 | $3{,}85_3$ | 3,87 | 3,856 |

В табл. 2 даны полученные нами значения энергии возбуждения уровней ядра $O^{17}$. Они основаны на промере трех фотопластинок со спектром кислорода от окиси вольфрама и четырех — от окисленного магния. Для сопоставления в табл. 2 приведены также данные других авторов. Уровни $O^{17}$ были получены ими из изучения как реакции $O^{16}(d, p)O^{17}$, так и реакции иного типа: $F^{19}(d, \alpha)O^{17}$, дающей то же конечное ядро. Для группы протонов, соответствующей переходу ядра $O^{17}$ в основное состояние, мы получили значение энергии реакции $O^{16}(d, p)O^{17}$:

$Q_0 = 1{,}88_5$ MeV. Наиболее достоверные значения этой величины из литературных данных — это $Q_0 = 1{,}93$ MeV (Бэрроуз и Пауэлл [12]) и $Q_0 = 1{,}918$ MeV (Клема и Филлипс [14]). Последнее значение определено методом магнитного анализа и потому дано с большей точностью, чем у Бэрроуза и Пауэлла.

### Литий *

В этих опытах на медную подкладку осаждался слой окиси лития, получающийся при сжигании металлического лития в воздухе. Такие мишени бомбардировались дейтонами с $E_d \approx 3{,}7 \div 4{,}7$ MeV. На

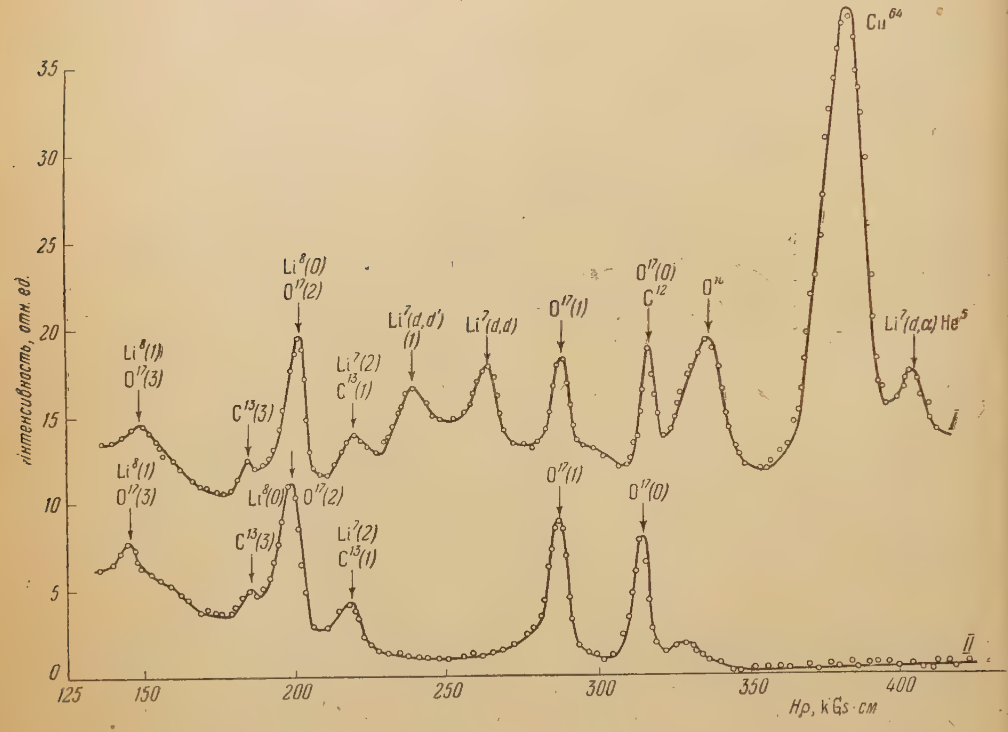



Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для лития ($E_d = 3{,}76$ MeV)

рис. 2, *в* и *г* представлены две фотографии со спектром лития, полученным при разных энергиях бомбардирующих дейтонов. Микрофотограммы этих фотопластинок приводятся на рис. 5 и 6. Представленные на них спектры весьма неоднородны по составу: кроме дейтонов, отраженных упруго от меди, кислорода и лития, мы зарегистрировали ряд групп протонов от реакции (d, p) на $Li^6$, $Li^7$, $O^{16}$, $C^{12}$, группу дейтонов, отраженных неупруго от $Li^7$, и группу α-частиц.

Ввиду наличия у лития двух изотопов с распространенностью $Li^7$ — 92,48 % и $Li^6$ — 7,52 % идентификацию уровней мы могли произвести лишь путем сопоставления с наиболее надежными литературными данными.

В табл. 3 приведены данные об уровнях ядра $Li^7$, полученные нами из изучения шести фотопластинок со спектром лития. Они сравниваются с измерениями ряда авторов, определивших энергии этих уровней при изучении как (d, p), так и других ядерных реакций. На наших спектрограммах не наблюдалось групп протонов, соответствовавших переходу

* В исследовании уровней лития принимал участие студент ЛПИ В. А. Блинов.

ядра $Li^{7*}$ в основное состояние и первому уровню возбуждения этого ядра. Это, очевидно, обусловлено малой распространенностью изотопа $Li^6$

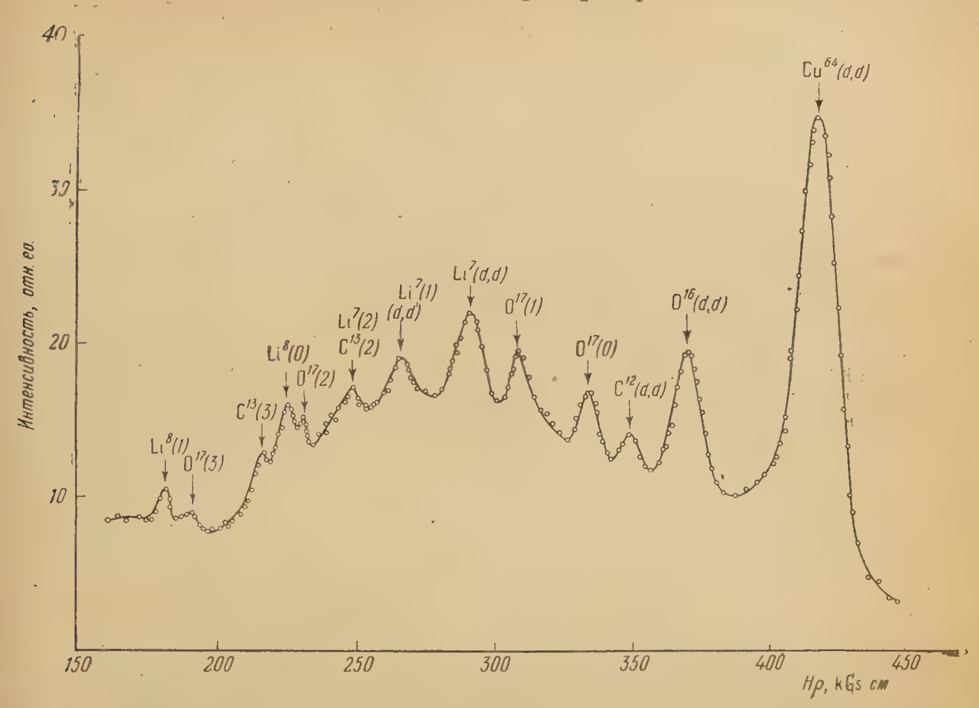



Рис. 6. Микрофотограмма спектра лития ($E_d = 4,69$ MeV) на части пластинки без фильтра

Таблица 3

**Уровни возбуждения ядра $Li^7$ (в MeV)**

| № группы | Настоящая работа | | Данные других авторов | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Q | E* | E* | Реакция | Автор |
| 1 | $-0,47_6$ | $0,47_6$ (из d, d′) | 0,483<br>0,477<br>0,478 | (d, p)<br>γ-лучи<br>(p, p′) и (d, d′) | Бюхнер и др. [1]<br>Айзенберг и Лауритсен [15]<br>Вильямсон и др. [16] |
| 2 | $(0,56_6)$ | $(4,45_4)$ (из d, p) | 4,56<br>4,61 | (p, p′)<br>(d, p) | Френцен и Лайкли [17]<br>Гелинас и Ханна [18] |
| 3 | $-1,51_0$ | $6,53_0$ (из d, p) | 6,56 | (p, p′) | Френцен и Лайкли [17] |

и не очень большим сечением $Li^6$ (d, p) $Li^7$ реакции для указанных переходов. Поэтому для расчета уровней $Li^7$ нами было принято значение $Q_0 = 5,020$ MeV, измеренное для этой реакции Стрэтом и др. [7]. Однако энергия первого уровня возбуждения $Li^{7*}$ была нами определена из реакции иного типа: неупругого отражения дейтонов от основного изотопа лития — $Li^7$. Группа дейтонов, соответствующих реакции $Li^7(d,d')Li^{7*}$,

была отчетливо выражена на всех микрофотограммах и оказалась весьма интенсивной.

Наблюденный нами в результате реакции $Li^6(d, p)Li^{7*}$ уровень $Li^{7*}$ [3] с энергией возбуждения 6,53 MeV ранее был найден лишь в реакции неупругого рассеяния протонов [17]. В реакции (d, p) он зафиксирован впервые в наших опытах.

Таблица 4

**Уровни возбуждения ядра $Li^8$ (в MeV)**

| № группы | Настоящая работа | | Данные других авторов | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $Q$ | $E^*$ | $Q$ | $E^*$ | Метод | Автор |
| 0 | $-0,18_3$ | 0 | $-0,187$ | 0 | Угловой порог | Пауль [19] |
| | | | $-0,188$ | 0 | Магнит. спектрограф | Стрэт и др. [7] |
| | | | $-0,192$ | 0 | Электростатич. анализатор | Вильямсон и др. [16] |
| 1 | $-1,16_0$ | $0,97_7$ | — | (1,0) | — | Гов и Харвей [20] |

Данные об уровнях ядра $Li^8$, полученных в результате реакции $Li^7(d, p)Li^8$, представлены в табл. 4. Группа протонов, характеризующая переход ядра $Li^8$ в основное состояние, была весьма интенсивной и четко выраженной. Значение $Q_0$ для этой реакции, полученное в наших опытах, хорошо согласуется с данными ряда авторов, применявшими самые различные методы. Наши опыты позволили вполне надежно установить наличие уровня $Li^8$ [1], ранее считавшегося не вполне достоверным и определенным очень неточно:

$$E^* = 1,0 \pm 0,2 \text{ MeV}.$$

При энергии бомбардирующих дейтонов порядка 3,7 MeV в спектре лития наблюдалась группа частиц, не прошедшая через фильтр (см. рис. 5, справа). Специальные контрольные опыты на толстослойных фотопластинках позволили установить, что она состоит из $\alpha$-частиц и возникает благодаря реакции $Li^7(d, \alpha)He^5$. Энергия этой реакции, определенная нами из анализа пяти пластинок, оказалась равной $Q = 13,71_9$ MeV. Опубликованные ранее значения этой величины [21—23] колеблются в диапазоне $13,43 \div 14,3$ MeV; они были определены методами, дающими меньшую точность, чем наш, поэтому приведенное нами значение $Q$ может быть использовано для уточнения массы ядра $He^5$. Принимая для масс реагирующих ядер значения, приведенные в обзоре Б. Джелепова и Л. Зыряновой [24], мы получаем:

$$M_{He^5} = 5,014353 \text{ AME}.$$

## Бор

В опытах с бором мишени приготовлялись из мелко истертого порошка бора натурального изотопного состава ($B^{10}$—18,45 % и $B^{11}$—81,55 %), нанесенного на медную фольгу. Одна из фотографий со спектром бора представлена на рис. 2,*д*. Рис. 7 демонстрирует микрофотограммы этой фотопластинки. На кривой *I* (микрофотограмма не закрытой фильтром половины фотопластинки) видны три группы дейтонов, отраженных упруго от меди и примесей — магния и кислорода. Группа дейтонов, от-

раженных упруго от самого бора, при данной энергии бомбардирующих дейтонов совпала по положению с группой $O^{17}$ [1]. Для определения

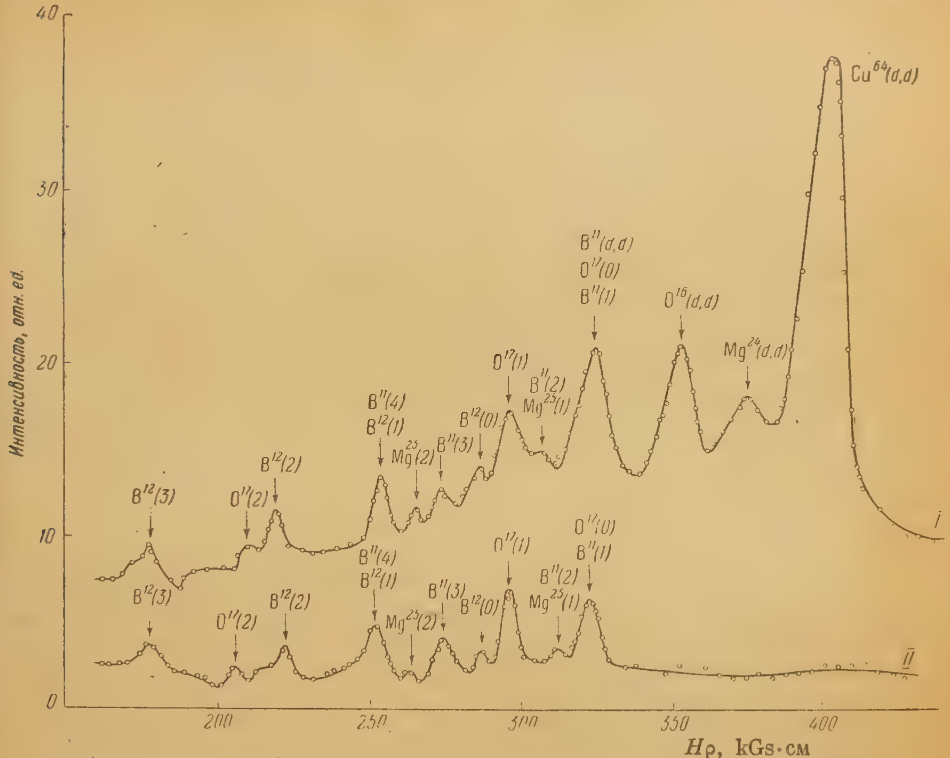


Рис. 7. То же, что на рис. 4, но для бора ($E_d = 4{,}153$ MeV)

уровней бора мы изучили три пластинки со спектром этого элемента. Интерпретация наблюденных уровней как уровней $B^{11}$ или $B^{12}$ основывалась также на сопоставлении наших данных с данными других работ, сделанных на обогащенных изотопах бора.

Таблица 5

**Уровни возбуждения ядра $B^{11}$ ($Q$ в MeV)**

| № группы | Настоящая работа | Бэйтсон [25] | Ван-Паттер и др. [9] |
|---|---|---|---|
| 1 | $2{,}44_5$ | — | 2,447 |
| — | — | — | 2,427 |
| — | — | 1,36 | — |
| 2 | $(1{,}98_5)$ | — | 1,937 |
| 3 | $0{,}84_5$ | 0,70 | 0,667 |
| 4 | $0{,}27_8$ | 0,320 | 0,309 |

Таблица 6

**Уровни возбуждения ядра $B^{12}$ (в MeV)**

| № группы | Настоящая работа | Данные других авторов | |
|---|---|---|---|
| | | Айзенберг и Лаурнтсен [15] | Элькинд [28] |
| 1 | $0{,}94_0$ | 0,950 | 0,951 |
| 2 | $1{,}66_4$ | 1,65 | 1,674 |
| — | — | 1,82 | — |
| 3 | $2{,}56_2$ | — | 2,618 |

В табл. 5 приведены значения $Q$, полученные нами для реакции $B^{10}(d, p)B^{11}$. Они сравниваются с соответствующими участками энергетического спектра $B^{11}$ из работ Бэйтсона [25] и Ван-Паттера и др. [9].

В наших опытах охвачен диапазон $Q$, соответствующий более высоким уровням $B^{11}$, поэтому $Q_0$ и уровни, близкие к основному состоянию, на наших спектрограммах отсутствуют.

В табл. 6 мы приводим сводку уровней $B^{12}$, получающихся в результате (d, p)-реакции на основном изотопе бора. Они сопоставлены с данными работ других авторов, собранными в обзоре Айзенберга и Лауритсена [15].

$Q_0$ для реакции $B^{11}$(d, p)$B^{12}$ было измерено в опытах Бюхнера и др. [26]. Ими было получено значение $Q_0 = 1{,}136$ MeV. В наших опытах для этой реакции было определено $Q_0 = 1{,}10_0$ MeV. Этими же авторами была зарегистрирована группа протонов, соответствующая первому уровню возбуждения $B^{12}(E^* = 0{,}947$ MeV).

Уровни $B^{12}$ при энергии 0,950, 1,65 и 1,82 MeV были изучены Мак-Минном и др. [27] из анализа реакции иного типа — $Be^9(\alpha,$ p)$B^{12}$.

Наши опыты подтвердили наличие двух ранее известных уровней $B^{12}$: $E^* = 0{,}94_0$ и $1{,}66_1$ MeV. Уровень 1,82 MeV в (d, p)-реакции нами обнаружен не был. Помимо этих уровней мы зарегистрировали также группу протонов, характеризующую новый уровень бора. Если интерпретировать эту группу как результат (d, p)-реакции на основном изотопе бора, то можно определить энергию соответствующего уровня $B^{12}$. Она равна $E^* = 2{,}56_2$ MeV.

В статье Элькинда [28], опубликованной после направления в печать нашей работы, посвященной изучению уровней алюминия и бора, были зарегистрированы уровни $B^{12}$, найденные в наших опытах, и, кроме того, два новых уровня при более высоких энергиях возбуждения (в опытах Элькинда $E_d = 8{,}5$ MeV).

Как и у нас, в опытах Элькинда в (d, p)-реакции не был обнаружен уровень $B^{12}$ с $E^* = 1{,}82$ MeV. Следует предположить, что либо само существование такого уровня должно быть поставлено под сомнение, либо существует сильный запрет для указанного перехода в реакции (d, p).

### Магний

Магниевые мишени приготовлялись нами путем испарения металлического магния натурального изотопного состава на медную фольгу. Они были толще, чем мишени в предыдущих случаях, и заметно окислены. Одна из полученных фотографий спектра магния представлена на рис. 2,*е*. Участок микрофотограммы этой фотопластинки приведен на рис. 8. Мы видим, что энергетический спектр магния значительно более сложен, чем спектры предыдущих элементов. Любопытно сопоставить правые части кривых *I* и *II* на рисунке: кривая *II* (протонный спектр магния) содержит целую серию малоинтенсивных, но отчетливо разрешенных протонных пиков в той области спектра, где на кривой *I* (спектр всех заряженных частиц) все занято сильными пиками дейтонов, отраженных упруго от меди, магния и кислорода. Таким образом, наш фильтр не только позволял дифференцировать частицы разного рода, но и давал возможность увидеть слабую протонную структуру на фоне интенсивных групп дейтонов.

Идентификация уровней в случае магния также была усложнена ввиду наличия у него трех изотопов с распространенностью: $Mg^{24}$—78,60 %, $Mg^{25}$—10,11 % и $Mg^{26}$—11,29 %. Так как обычно сечение (d, p)-реакций не дает резких аномалий при переходе от одного ядра к соседнему, логично было бы приписать наблюденные нами уровни реакции на основном изотопе магния: $Mg^{24}$ (d, p) $Mg^{25}$. Однако относительные интенсивности различных групп могут резко меняться с изменением энергии бомбардирующих дейтонов, поэтому этот критерий не всегда является правильным.

В данном случае примером этого могут служить наблюденные нами в спектре магния группы протонов более быстрых, чем те, которые соот-

ветствуют переходу ядра $Mg^{25}$ в основное состояние. Они соответствуют уровням $Mg^{26}$, у которого переход в основное состояние сопровождается бо́льшим, чем в случае $Mg^{25}$, выделением энергии: $Q_0 = 8{,}88$ MeV [29].

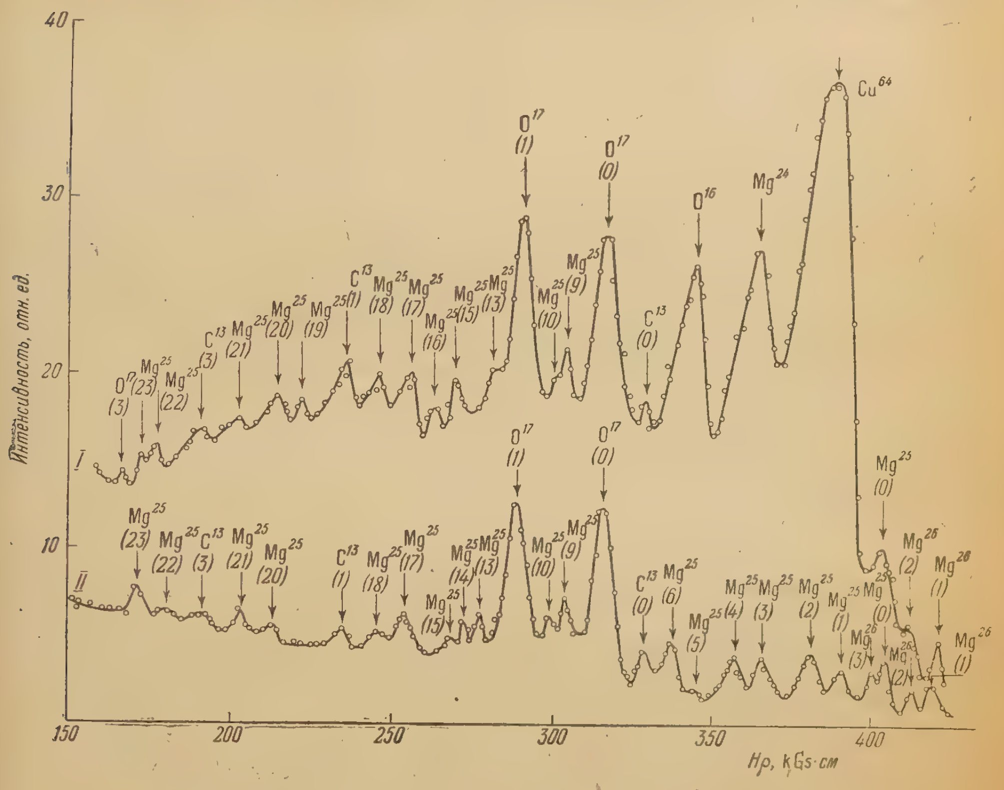


Рис. 8. То же, что на рис. 4, но для магния ($E_d = 4{,}04$ MeV)

В табл. 7 мы приводим сводку уровней ядра $Mg^{25}$, определенных нами из анализа шести фотопластинок со спектром магния. Они сопоставлены с данными Эндта и др. [30], изучавших при помощи магнитного анализа продукты (d, p)-реакции на разделенных изотопах магния. Это сопоставление показывает, что в том интервале энергий возбуждения, где такое

Таблица 7

**Уровни возбуждения ядра $Mg^{25}$ (в MeV)**

| № группы | Настоящая работа | Эндт и др. [30] | № группы | Настоящая работа |
|---|---|---|---|---|
| 1 | $0{,}50_3$ | 0,582 | 13 | $4{,}62_2$ |
| 2 | $0{,}99_8$ | 0,976 | 14 | $4{,}85_7$ |
| 3 | $(1{,}58_1)$ | 1,612 | 15 | $4{,}96_0$ |
| 4 | $2{,}02_2$ | 1,957 | 16 | $5{,}14_7$ |
| 5 | $(2{,}47_1)$ | 2,565 | 17 | $5{,}34_1$ |
| 6 | $2{,}69_5$ | 2,742 | 18 | $5{,}53_6$ |
| 7 | $(2{,}87_1)$ | 2,806 | 19 | $6{,}08_7$ |
| 8 | — | 3,405 | 20 | $6{,}24_9$ |
| 9 | $3{,}92_4$ | 3,899 | 21 | $6{,}54_2$ |
| 10 | $4{,}03_0$ | 3,972 | 22 | $6{,}94_8$ |
| 11 | — | (4,265) | 23 | $7{,}07_4$ |
| 12 | — | (4,421) | | |

сравнение может быть произведено, все наблюденные нами уровни определяются реакцией на основном изотопе магния (за исключением трех упомянутых выше уровней $Mg^{26}$).

Помимо уровней $Mg^{25}$, полученных при изучении (d, p)-реакции ранее [30], мы зарегистрировали ряд новых, более высоких уровней (группы 13—23). По аналогии с предыдущими группами эти группы протонов были нами интерпретированы как результат (d, p)-реакции на основном изотопе магния.

Некоторые из этих уровней ($E^* = 4{,}857$, 5,536 и 6,948 MeV) были обнаружены при изучении реакции иного типа: $Al^{27}(d, \alpha)Mg^{25}$ [40, 41]. В работе Холта и Маршама [42], опубликованной после направления нашей работы [2] в печать, были также исследованы продукты реакции $Mg^{24}(d, p)Mg^{25}$. Энергии протонов определялись методом поглощающих фильтров. Диапазон энергий возбуждения, исследованный Холтом и Маршамом, был больше, чем в наших опытах ($E_d = 8$ MeV).

В области групп 13—23 табл. 7 ими были зарегистрированы 4 уровня $Mg^{25}$. Один из них: $E^* = 4{,}62$ MeV совпадает с уровнем, найденным нами (группа 13 табл. 7).

Для перехода ядра $Mg^{25}$ в основное состояние мы получили значение энергии реакции $Q_0 = 5{,}022$ MeV. Опубликованные ранее значения этой величины равны: $Q_0 = 5{,}097$ MeV (Ван-Паттер и др. [31]) и $Q_0 = 5{,}03$ MeV (Аллан и Вилькинсон [32]).

### Алюминий

В опытах по изучению реакции $Al^{27}(d, p)Al^{28}$ мишенью служила алюминиевая фольга толщиной до 0,46 мг см$^{-2}$. Спектр ядра $Al^{28}$ был нами

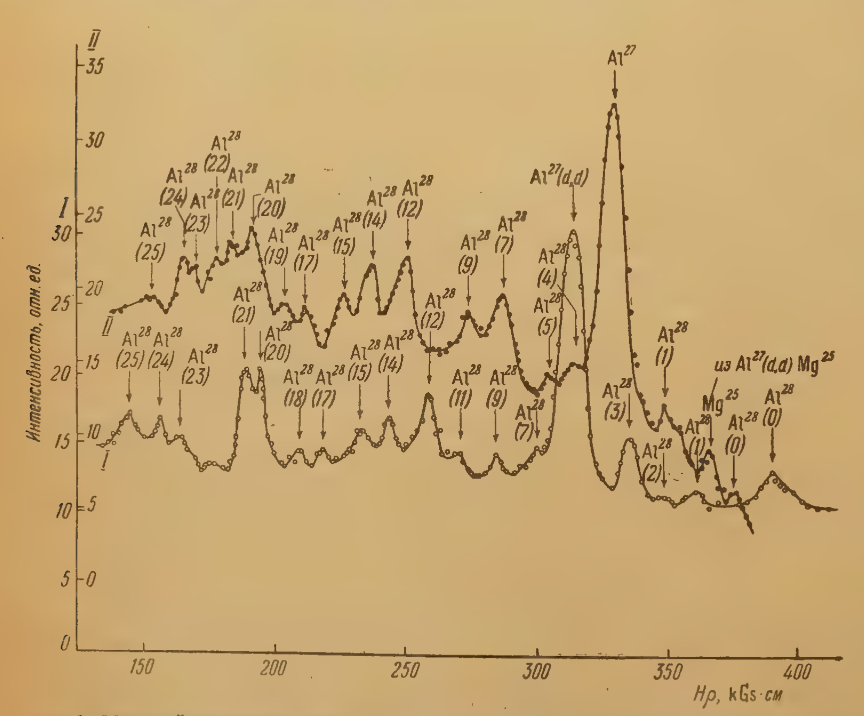



Рис. 9. Микрофотограммы спектра алюминия при разных энергиях дейтонов: I — $E_d = 3{,}048$ MeV, II — $E_d = 4{,}308$ MeV

исследован при двух энергиях бомбардирующих дейтонов — порядка 3 и 4 MeV. Фотографии двух таких спектров алюминия представлены

на рис. 2, *ж* и *з*. Микрофотограммы этих фотопластинок приведены на рис 9. Мы видим, что ядро $Al^{28}$ обладает весьма густой схемой уровней. Самый большой пик на микрофотограммах с индексом $Al^{27}$ обусловлен упругим отражением дейтонов от ядра алюминия. Остальные группы частиц (пики с индексом $Al^{28}$) являются протонами от реакции $Al^{27}(d, p)Al^{28}$. Исключением является лишь группа частиц на кривой *II* с индексом $Mg^{25}$. Ее следует приписать первому уровню возбуждения $Mg^{25}(E^* \sim 0{,}5$ MeV), получающемуся в результате реакции $Al^{27}(d, \alpha) Mg^{25}$. Эта группа наблюдается при $E_d \sim 4$ MeV и исчезает при понижении энергии дейтонов до 3 MeV.

В табл. 8 приведены средние значения энергии возбуждения уровней ядра $Al^{28}$. Они получены из анализа девяти фотопластинок со спектром алюминия. Результаты наших опытов сравниваются с данными работы Келлера [33], исследовавшего эту же реакцию в несколько большем диапазоне энергий возбуждения, но с заметно меньшей точностью и разрешающей способностью: Келлер зарегистрировал 14 групп протонов, у нас же, в меньшем энергетическом интервале, наблюдалось 28 групп протонов.

В четвертой графе табл. 8 приводятся значения энергии возбуждения, сопоставимые с нашими и взятые из работы Энге и др. [34]. Эта статья была опубликована во время нашей работы над алюминием и дает еще более детальную картину уровней ядра $Al^{28}$: в этой работе обнаружены 50 уровней ядра (в табл. 8 приведена лишь часть из них). Правда, не все из них кажутся нам достоверными, некоторые обусловлены слишком слабо выраженными пиками. Схема уровней Энге и др. обрывается, однако, при меньших значениях энергии возбуждения, чем в опытах Келлера и наших.

Для реакции $Al^{27}(d, p)Al^{28}$ мы получили значение энергии реакции $Q_0 = 5{,}47_5$ MeV. В работе Келлера было получено $Q_0 = 5{,}53$ MeV, Энге, Бюхнер и Спердуто дают $Q_0 = 5{,}494$ MeV.

Сопоставление данных различных граф табл. 8 показывает, что, помимо ранее опубликованных уровней ядра $Al^{28}$, в наших опытах были наблю-

Таблица 8

**Уровни возбуждения ядра $Al^{28}$ (в MeV)**

| № группы | Настоящая работа | Келлер [33] | Энге, Бюхнер и др. [34] | № группы | Настоящая работа | Келлер [33] | Энге, Бюхнер и др. [34] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | $0,98_0$ | 1,04 | 0,974 | 15 | $5,39_6$ | — | 5,372 |
| | | | 1,015 | 16 | $5,64_3$ | — | 5,735 |
| 2 | $1,59_7$ | 1,58 | 1,625 | 17 | $5,78_4$ | 5,80 | 5,792 |
| 3 | $2,15_2$ | 2,17 | 2,137 | 18 | $5,96_8$ | — | 6,011 |
| 4 | $2,57_4$ | 2,52 | 2,578 | 19 | $6,14_8$ | 6,10 | 6,190 |
| 5 | $2,92_9$ | — | 2,980 | 20 | $6,29_8$ | — | 6,307 |
| 6 | $3,33_4$ | — | 3,342 | 21 | $6,43_8$ | 6,40 | — |
| 7 | $3,52_0$ | 3,47 | 3,532 | 22 | $6,64_1$ | — | — |
| 8 | $(3,74_7)$ | — | 3,695 | 23 | $6,85_5$ | 6,90 | — |
| 9 | $3,93_4$ | 3,98 | 3,932 | 24 | $7,01_3$ | — | — |
| 10 | $4,27_7$ | — | 4,307 | 25 | $7,19_7$ | — | — |
| 11 | $4,46_9$ | — | 4,457 | — | — | 7,40 | — |
| 12 | $4,72_0$ | — | 4,759 | 26 | $(7,59_9)$ | — | — |
| 13 | $(4,88_3)$ | 4,83 | 4,898 | 27 | $7,89_6$ | — | — |
| 14 | $5,17_0$ | 5,16 | 5,169 | — | — | 8,50 | — |

дены четыре новых уровня (группы 22, 24, 25 и 27). Последний уровень не вполне достоверен по идентификации. Малая интенсивность соответствующей группы не дает возможности исключить его интерпретацию как уровня $Al^{27}$.

Впервые найден в (d, p)-реакции также уровень с $E^* = 7{,}59_9$ MeV. Близкий уровень $Al^{28}$ был известен ранее из изучения реакции ($Al^{27}$ + n) [35].

### Кремний

Мишени состояли из кремния натурального изотопного состава: $Si^{28}$ 92,27%, $Si^{29}$ 4,68% и $Si^{30}$ 3,05%. Кремний мелко растирался в ступке и взвесь наиболее легких частиц его в спирте наносилась на подкладку из медной фольги. Мишень бомбардировалась дейтонами с

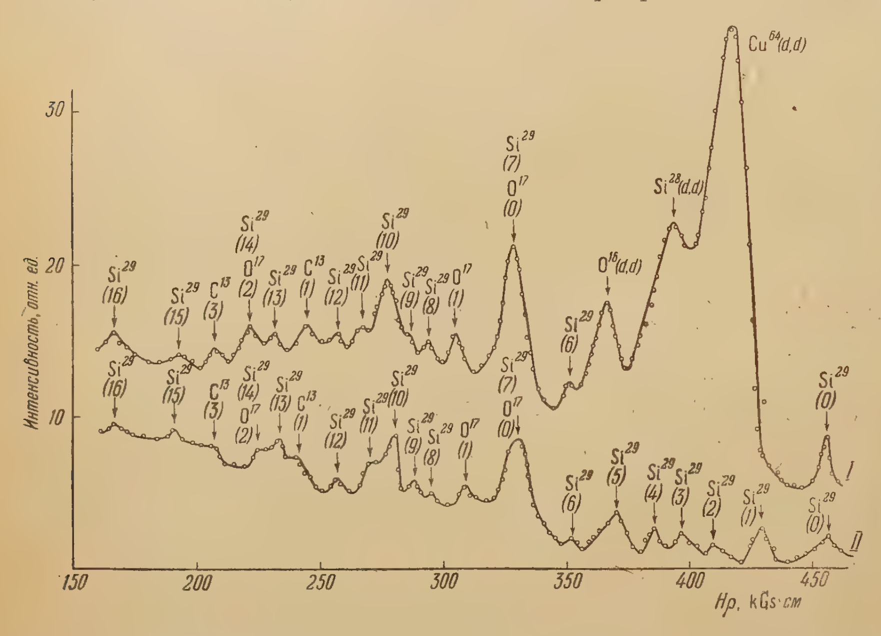



Рис. 10. Микрофотограммы спектра кремния при $E_d = 4{,}44$ MeV: I — спектр на части пластинки без фильтра, II — спектр на закрытой фильтром части пластинки

энергиями до 4,4 MeV. Одна из фотографий энергетического спектра кремния приводится на рис. 2,*и*. Микрофотограммы этой фотопластинки представлены на рис. 10. Три группы дейтонов на этой микрофотограмме обусловлены упругим отражением их от меди, кремния и кислорода. Рисунок демонстрирует достаточно сложный протонный спектр кремния (кривая II). Уровни кремния были нами определены из анализа шести фотопластинок со спектром этого ядра. Сводка их дана в табл. 9. Наши результаты сравниваются в таблице с данными работы Ван-Паттера и Бюхнера [36]. Эта работа является наиболее новой и точной из серии работ, посвященных изучению уровней кремния. В ней методом магнитного анализа была изучена реакция (d, p) на разделенных изотопах кремния. Энергии уровней ядер $Si^{29}$, $Si^{30}$ и $Si^{31}$ были ими определены с достаточно большой точностью, но в сравнительно малом диапазоне энергий возбуждения. Там, где имелись для сравнения данные цитированной работы, все наблюденные нами уровни оказались результатом реакции на основном изотопе кремния: $Si^{28}$(d, p) $Si^{29}$. Поэтому уровни 11—17, наблюденные нами впервые, мы приписали этой же реакции. Уровень 15 мы впервые наблюдали в реакции (d, p). Он может быть, однако, отождествлен с уров-

нем $Si^{29}$, близким по энергии возбуждения и наблюдавшимся при изучении реакции ($Si^{28}$ + n) [37].

В опытах с кремнием мы применяли сравнительно толстые мишени. Это обусловило несколько бо́льшую погрешность, чем в остальных случаях: разброс отдельных измеренных значений около среднего достигал 40—50 keV.

Для изученной реакции мы получили значение энергии реакции $Q_0 = 6{,}22_9$ MeV. По данным Ван-Паттера и Бюхнера, $Q_0 = 6{,}246$ MeV.

Таблица 9

**Уровни возбуждения ядра $Si^{29}$ (в MeV)**

| № группы | Настоящая работа | Ван-Паттер и Бюхнер [36] | № группы | Настоящая работа | Ван-Паттер и Бюхнер [36] |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | $1{,}23_7$ | 1,278 | 9 | $6{,}13_8$ | 6,105 |
| 2 | $2{,}03_8$ | 2,027 | 10 | $6{,}45_3$ | 6,380 |
| 3 | $2{,}41_6$ | 2,426 | 11 | $6{,}72_8$ | — |
| 4 | $3{,}08_3$ | 3,070 | 12 | $7{,}00_0$ | — |
| 5 | $3{,}66_2$ | 3,623 | 13 | $7{,}57_7$ | — |
| 6 | $4{,}22_3$ | 4,078 | 14 | $7{,}82_0$ | — |
| 7 | $4{,}93_1$ | { 4,840 | 15 | $8{,}35_4$ | — |
|  |  | 4,897 | 16 | $8{,}83_2$ | — |
|  |  | 4,934 } | 17 | $(9{,}11_2)$ | — |
| 8 | $5{,}94_4$ | 5,946 |  |  |  |

## Обсуждение результатов

Анализ систем уровней легких ядер, полученных в наших опытах, показывает, что из всех реакций, могущих возникнуть в этих ядрах при бомбардировке их дейтонами средних энергий, наиболее вероятной является реакция (d, p). В наших опытах было зарегистрировано около 100 уровней различных ядер. Из них лишь в одном случае (в спектре лития) наблюдалась реакция неупругого рассеяния дейтонов и в двух (в спектрах лития и алюминия) — реакция (d, α). Все остальные уровни исследованных ядер были получены в результате реакции (d, p).

При бомбардировке ядер дейтонами могли иметь место семь типов реакций: (d, n), (d, pn), (d, p), (d, d′), (d, α), (d, $He^3$) и (d, $H^3$). Две первые реакции нами практически не регистрировались. Реакция (d, α) более других ограничена величиной барьера для вылетающих частиц. Последнее обстоятельство снижает число возможных состояний конечного ядра, т. е. уменьшает вероятность реакции данного типа.

Две последние реакции и реакции (d, d′), если представлять себе ее как происходящую через стадию образования промежуточного ядра, мало вероятны из энергетических соображений. Исследование углового распределения дейтонов, рассеянных неупруго от магния, которое было произведено в работе Мэллина и Гута [38], показало, что более вероятной является иная трактовка реакции неупругого рассеяния: хорошее согласие с опытом дал расчет этого процесса как процесса электромагнитного возбуждения ядра полем налетающей частицы. Малая вероятность реакции (d, d′), наблюдающаяся в наших опытах, может быть обусловлена невыгодным для наблюдения углом рассеяния (у нас он был порядка 110°) и сравнительно низкой энергией бомбардирующих дейтонов. Работы, в которых отмечалось большое сечение для реакции неупругого рассеяния дейтонов, были выполнены с дейтонами больших энергий — 7,5 : 14 MeV.

Обращает на себя внимание также то обстоятельство, что из рассмотренных нами девяти ядер — $Li^7$, $Li^8$, $B^{11}$, $B^{12}$, $C^{13}$, $O^{17}$, $Mg^{25}$, $Al^{28}$ и $Si^{29}$ — три последних обладают сравнительно сложными энергетическими спектрами в исследованном интервале энергий возбуждения, остальные — более простыми. Следует указать в этой связи на то, что у первых шести ядер заполняется вторая оболочка нейтронов ($N = 8$), у трех последних — начинает заполняться третья. Если проследить положение первых уровней возбуждения легких ядер в исследуемой области $N$, то можно увидеть, что начало заполнения второй оболочки нейтронов характеризуется энергией возбуждения первого уровня порядка $0{,}5 \div 2{,}5$ MeV. При приближении оболочки нейтронов к заполнению ($N = 8$) энергия возбуждения первого уровня у ряда ядер повышается (таковы $C^{13}$ и $O^{15}$). Заполненная оболочка характеризуется весьма высокой энергией возбуждения первого уровня: $C^{14}$, $N^{15}$, $O^{16}$ имеют первый уровень лишь при энергии 5—6 MeV. Переход к заполнению третьей оболочки нейтронов сопровождается резким снижением энергии возбуждения первого уровня у большинства ядер в этой области.

Таким образом, закономерности, отмеченные в области более тяжелых ядер [39], наглядно проявляются и в рассматриваемой области $N$. С этой точки зрения сложность спектров $Mg^{25}$, $Al^{28}$ и $Si^{29}$ ядер, у которых начинает заполняться третья оболочка нейтронов и которые поэтому характеризуются более легкой деформируемостью и возбудимостью, может найти некоторое объяснение.

Настоящая работа была начата по инициативе покойного П. И. Лукирского. Неизменный интерес к работе и ряд ценных советов со стороны П. И. Лукирского при ее выполнении оказали автору неоценимую помощь.

Считаю своим приятным долгом выразить благодарность Ю. А. Немилову за интерес и внимание к настоящей работе.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

### Цитированная литература

1. Büchner W., Strait E. a. oth., Phys. Rev., 74, 1569 (1948).
2. Хромченко Л., ДАН СССР, 93, 451 (1953).
3. Хромченко Л., ДАН СССР, 94, 1037 (1954).
4. Хромченко Л., ДАН СССР, 98, 761 (1954).
5. Хромченко Л., Блинов В., ЖЭТФ, 28, 741 (1955).
6. Немилов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 14, 319 (1950).
7. Strait E., Van-Patter D. a oth., Phys. Rev., 81, 747 (1951).
8. Ogata K., Matsuda H., Phys. Rev., 89, 27 (1953).
9. Van-Patter D., Sperduto A., Büchner W., Phys. Rev., 82, 248 (1951).
10. Rotblatt T., Nature, 167, 1027 (1951).
11. Cowie D., Heydenburg N., Phillips G., Phys. Rev., 87, 304 (1952).
12. Burrows H., Powell C., Proc. Roy. Soc., 209, 479 (1951).
13. Watson H., Büchner W., Phys. Rev., 88, 1324 (1952).
14. Klema E., Phillips G., Phys. Rev., 86, 951 (1952).
15. Ajzenberg F., Lauritsen T., Rev. Mod. Phys., 24, 321 (1952).
16. Williamson R., Browne C. a. oth., Phys. Rev., 84, 731 (1951).
17. Frenzen W., Likely J., Phys. Rev., 87, 667 (1952).
18. Gelinas R., Hanna S., Phys. Rev., 86, 253 (1952).
19. Paul E., Phil. Mag., 41, 942 (1950).
20. Gove H., Harvey J., Phys. Rev., 82, 658 (1951).
21. Williams J., Shepherd W., Haxby R., Phys. Rev., 52, 390 (1937).
22. Lattes G., Fowler P., Cüer P., Proc. Roy. Soc., London, 59A, 883 (1947).
23. French A., Treacy P., Proc. Roy. Soc., London, 64A, 452 (1951).
24. Джелепов Б., Зырянова Л., УФН, 47, 512 (1952).
25. Bateson W., Phys. Rev., 80, 982 (1950).
26. Büchner W., Van-Petter D. a. oth., Phys. Rev., 79, 262 (1950).
27. Mac-Minn W., Sampson M., Rasmussen V., Phys. Rev., 84, 963 (1951).

28. Elkind M., Phys. Rev., 92, 127 (1953).
29. Endt P., Haffner T., Van-Patter D., Phys. Rev., 86, 518 (1952).
30. Endt P., Enge H. a oth., Phys. Rev., 87, 27 (1952).
31. Van-Patter D., Sperduto a. oth., Phys. Rev., 85, 142 (1952).
32. Allan H., Wilkinson C., Proc. Roy. Soc., **A194**, 131 (1948).
33. Keller K., Phys. Rev., 84, 884 (1951).
34. Enge H., Büchner W., Sperduto A., Phys. Rev., 88, 963 (1953).
35. Alburger D., Haffner E., Rev. Mod. Phys., 22, 373 (1950).
36. Van-Patter D., Büchner W., Phys. Rev., 87, 51 (1952).
37. Freier G., Fulk M. a. oth., Phys. Rev., 78, 508 (1950).
38. Mullin C., Guth E., Phys. Rev., 82, 141 (1951).
39. Слив Л., Пекер Л., ДАН СССР, 94, 849 (1954).
40. Schelberg A., Sampson M., Cochran R., Phys. Rev., 80, 574 (1950).
41. Toops E., Sampson M., Steigert F., Phys. Rev., 85, 280 (1952).
42. Holt J., Marsham T., Proc. Phys. Soc. (London), **A66**, 258 (1953).

---

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

М. П. ГЛАЗУНОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и Ю. В. ХОЛЬНОВ

# γ-СПЕКТР $Ir^{192}$

γ-Излучение $Ir^{192}$ обладает весьма сложным спектральным составом. Установлено, что $Ir^{192}$ испускает γ-кванты, по крайней мере, четырнадцати различных энергий в области 100 ÷ 1000 keV.

Обзор экспериментальных данных, посвященных излучению $Ir^{192}$, содержится в статье А. А. Башилова, Н. А. Антоньевой и Б. С. Джелепова [1]. Авторами приведена предположительная схема распада $Ir^{192}$ и подробный список литературы, вышедшей до 1952 г. С тех пор появилось три работы [2—4], посвященных излучению этого радиоактивного изотопа. Эти работы не внесли существенных изменений в схему распада $Ir^{192}$.

В работе Мюллера, Дю-Монда и др. [3] уточнены энергии одиннадцати γ-линий $Ir^{192}$ (до 612,87 keV). В работах Прингля и др. [2, 4] γ-спектр $Ir^{192}$ изучен при помощи сцинтилляционного спектрометра; авторами определены относительные интенсивности пяти наиболее жестких линий: $h\nu$ = 605, 788, 883, 1080 и 1210 keV.

Энергии и относительные интенсивности исследованных в работах [1, 4] γ-линий приведены в таблице.

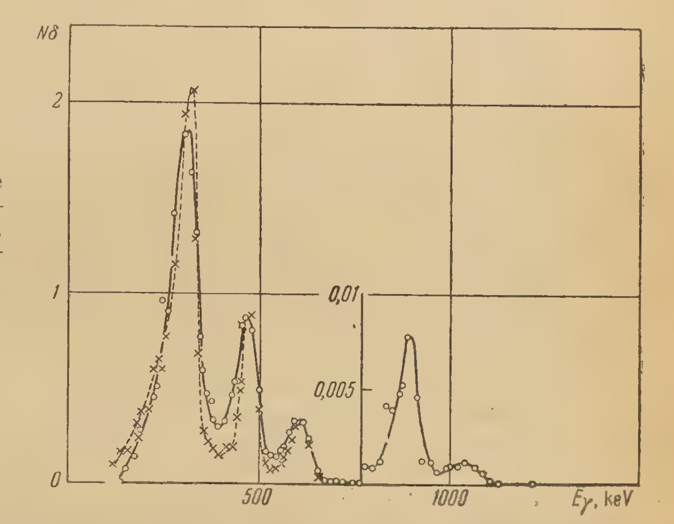
**Энергии и относительные интенсивности γ-линий $Ir^{192}$**

| Работа [1] | | Работа [4] | | Наши измерения | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | Интенсивность | | | |
| Энергия γ-линии, keV | Относительные интенсивности | Энергия γ-линии, keV | Относительные интенсивности | Энергия γ-линии, keV | по I серии опытов (32 см рт. ст.) | по II серии опытов (17 см рт. ст.) | по III серии опытов (8 см рт. ст.) | принятая |
| 206±1 | 0,27 | | | | | | | |
| 280±3 | — | | | | | | | |
| 296±1 | 3,0 | } 311 | — | } (314) | 7,56 | 9,17 | 8,97 | 9,09 |
| 308±2 | 3,1 | | | | | | | |
| 316±1 | 7,7 | | | | | | | |
| 417±2 | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 468±1 | 4,1 | 471 | — | 466 | 4,62 | 4,79 | 4,23 | 4,58 |
| 486±4 | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 589±2 | 0,33 | | | | | | | |
| 605±1 | 1,0 | } 605 | 1,74 | (612) | 1,74 | 1,74 | 1,74 | 1,74 |
| 613±2 | 0,41 | | | | | | | |
| — | — | 788 | 3,3 | 788? | <0,002 | — | — | <0,002 |
| 880±4 | — | 883 | 1,6 | 898 | 0,037 | 0,037 | — | 0,037 |
| — | — | 1080 | 0,6 | 1053 | 0,0085 | 0,0122 | — | 0,0098 |
| — | — | 1210 | 0,1 | — | — | — | — | — |

Работа доложена на Совещании в феврале 1954 г. и дополнена ссылками на работы [4, 5], появившиеся позднее.

Целью настоящей работы было определение относительных интенсивностей жестких γ-линий и групп мягких γ-линий при помощи ритрона [5]. Применялся источник $Ir^{192}$ приблизительно 0,1 г в форме диска ϕ 1 см.

Для учета влияния рассеяния электронов отдачи в газе, наполняющем прибор, мы провели три серии опытов при разных давлениях смеси (He + метан): 32, 17 и 8 см. рт. ст.




γ-Спектр $Ir^{192}$. Светлые точки—результаты первой серии измерений, черные точки—результаты третьей серии

На рисунке приведены результаты первой и третьей серий измерений. На нем даны γ-спектры $Ir^{192}$ в обработанном виде: экспериментальные кривые приведены к равным интервалам энергий, введены поправки на спектральную чувствительность ритрона, на поглощение γ-лучей в источнике, на зависимость эффективности счетчиков от энергии. Совмещение кривых произведено по ординате при $E_\gamma = 605$ keV. Жесткие линии 898 и 1053 keV видны вполне отчетливо.

Линии 206, 280, 296, 308 и 316 keV, а также 589, 605 и 613 keV не разрешились и составили две группы линий с эффективными энергиями 314 и 612 keV.

Результаты измерений приведены в таблице. Суммарная интенсивность группы линий с $h\nu = 589$, 605 и 612 keV принята, для удобства сравнения с данными [1], равной 1,74. Суммарная интенсивность группы наиболее мягких линий определялась по II и III сериям измерений, в которых влияние газа уменьшено. Интенсивности остальных γ-линий получены путем усреднения данных I и II серий.

Интенсивность γ-линий $h\nu = 880$ keV, впервые обнаруженной в работе [1], оказалась значительно большей, чем указано в приведенной там же схеме распада. Линия $h\nu = 1210$ keV, обнаруженная в работе [4], легко укладывается в указанную схему распада, но обнаруженная нами и подтвержденная в [4] линия $h\nu = 1053$ keV требует введения дополнительного уровня. Изучая для контроля область энергий 1600 ÷ 2500 keV в более светосильных условиях, мы не обнаружили в этой области γ-линий, интенсивность которых превышала бы $2 \cdot 10^{-4}$ кванта на распад.

Радиевый институт
Академии наук СССР

**Цитированная литература**

1. Башилов А., Антоньева Н., Джелепов Б., Изв. АН СССР, Серия физич., 16, 264 (1952).
2. Boulston K., Pringle R., Phys. Rev., 87, 930 (1952).
3. Müller D., Hoyt H., Klein D., DuMond J., Phys. Rev., 88, 775 (1952).
4. Pringle R., Turchinetz W., Taylor H., Phys. Rev., 95, 115 (1954).
5. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 599 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, №3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ и В. Г. НЕДОВЕСОВ

# $\gamma$-ИЗЛУЧЕНИЕ $Eu^{152,\,154}$

При облучении европия тепловыми нейтронами получаются [1—3] два долгопериодных изотопа с массовыми числами 152 и 154, имеющих приблизительно одинаковые периоды полураспада (13 и 16 лет соответственно) [4]; распад обоих изотопов сопровождается $\gamma$-излучением.

При помощи $\gamma$-спектрометра с улучшенной фокусировкой, использующего электроны отдачи (элотрона [5]) мы исследовали это $\gamma$-излучение.

На рис. 1 представлена экспериментальная кривая, полученная с целлофановой мишенью толщиной 17$\mu$ (поверхностная плотность 1,88 мг см$^{-2}$). По оси ординат отложено число совпадений в единицу времени. На экспериментальной кривой отчетливо видны девять линий. Кроме того, в области $H\rho = 2200 \div 2900$ Cs·см имеется некоторое превышение кривой над фоном. Исследование этой части спектра с мишенью толщиной 50 $\mu$ (пунктирная линия) подтверждает существование в этой области одной или нескольких неразрешенных $\gamma$-линий.

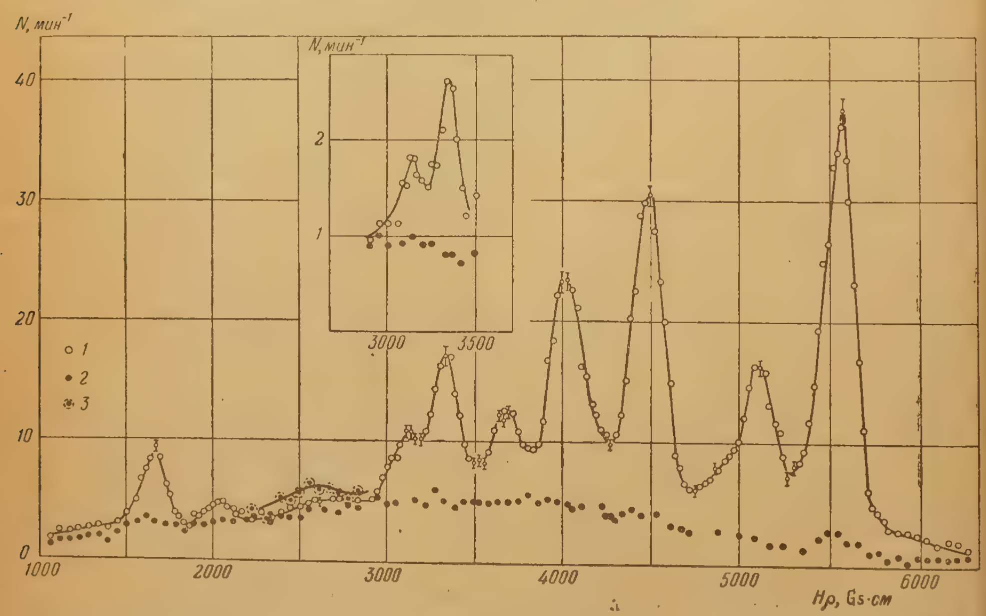



Рис. 1. $\gamma$-Спектр $Eu^{152,\,154}$, полученный на элотроне с целлофановой мишенью толщиной 17 $\mu$: *1* — совпадения при мишени в пучке; *2* — совпадения при мишени вне пучка (фон); *3* — совпадения при мишени толщиной 50 $\mu$

Для лучшего разделения двух линий в области 2900 ÷ 3500 Gs·см выполнено исследование этого участка спектра в условиях повышенной разрешающей способности прибора. Результаты приведены в верхней части рисунка.

Для определения относительных интенсивностей $\gamma$-линий $\gamma$-спектр $Eu^{152,\,154}$ был исследован на ритроне [6], для которого спектральная чувствительность рассчитана.

На рис. 2 изображены γ-спектры $Eu^{152,154}$ в обработанном виде: учтен фон, спектр приведен к равным интервалам энергии γ-лучей, введена поправка на поглощение γ-лучей во входном окне прибора (2 мм латуни); вводить поправку на поглощение γ-лучей в источнике не пришлось, так как ослабление пучка в источнике и пробирке пренебрежимо мало (0,5 %), поправка на эффективность счетчиков учтена при определении относительных интенсивностей γ-линий.

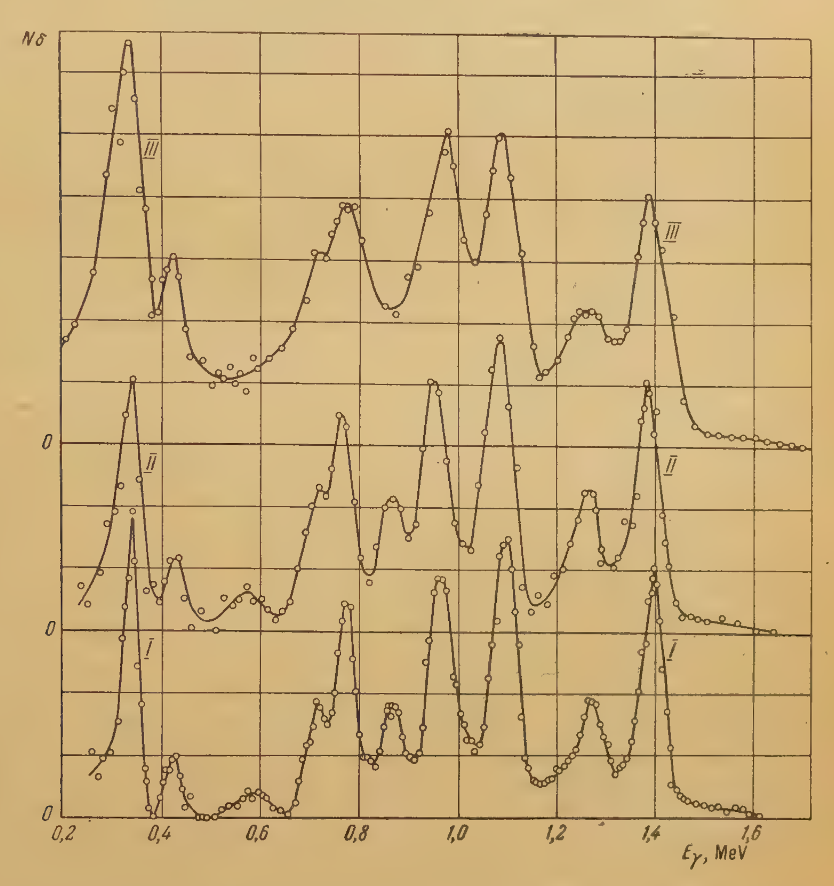



Рис. 2. γ-Спектры $Eu^{152,154}$ в обработанном виде: *I* — спектр, снятый на элотроне с мишенью толщиной 17 μ; *II* — то же, но с мишенью толщиной 50 μ; *III* — спектр, снятый на ритроне с мишенью толщиной 50 μ. На ординате отложено число γ-квантов, приведенное к равным интервалам энергии γ-лучей

Кривые *I* и *II* получены на элотроне с мишенями 17 и 50 μ целлофана соответственно, кривая *III* — на ритроне в обычных для него условиях.

Из рис. 2 видно, что элотрон обладает лучшей разрешающей способностью в сравнении с ритроном. При этом светосила приборов одного порядка.

Кривые *I* и *II* спектра были разложены на отдельные линии при помощи градуировочных γ-линий $Co^{60}$, $Zn^{65}$ и ThC″, специально измеренных на элотроне в тех же условиях, при которых был исследован γ-спектр $Eu^{152,154}$. Кривая *III* была разложена на компоненты при помощи градуировочных γ-линий, приведенных в работе [6].

Отношения площадей отдельных пиков в спектрах, полученных на ритроне и элотроне, в пределах погрешностей измерений и разложения на отдельные компоненты, одинаковы (с точностью до 5—6 %), поэтому

для элотрона можно пользоваться спектральной чувствительностью, рассчитанной для ритрона [6].

В таблице приведены значения энергий и относительных интенсивностей γ-линий $Eu^{152,154}$. Относительные интенсивности измерены, повидимому, впервые.

**Относительные интенсивности γ-линий $Eu^{152,154}$**

| $E_\gamma$, keV по нашим измерениям | Элотрон | | | | Ритрон | | Значения $E_\gamma$ по работам с конверсионными электронами | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Мишень толщиной 17 μ | | Мишень толщиной 50 μ | | Мишень толщиной 50 μ | | | |
| | площади линий | относ. интенс. | площади линий | относ. интенс. | площади линий | относ. интенс. | Шулл [7] | Корк [8] |
| 341 | 47 | 0,86 | 48 | 0,87 | 53 | 0,86 | 342 | 337; 344 |
| 427 | 8 | 0,14 | 12 | 0,20 | 18 | 0,31 | 416; 442 | 408; 412; 448 |
| 593 | 7 | 0,10 | 9 | 0,15 | | | | 584; 587; 608; 612; 720,4 |
| 717 | 14 | 0,21 | 62 | 0,89 | — | — | 772; 774 | 778 |
| 779 | 43 | 0,60 | | | | | | |
| 871 | 25 | 0,34 | 24 | 0,33 | | | | 868; 871 |
| 958 | 73 | 0,93 | 72 | 0,92 | 75 | 0,93 | 959 | 963; 964 |
| 1106 | 101 | 1,19 | 104 | 1,22 | 106 | 1,21 | 1082 | 1086; 1116 |
| 1281 | 41 | 0,43 | 43 | 0,46 | 39 | 0,41 | — | — |
| 1409 | 100 | 1,00 | 100 | 1,00 | 100 | 1,00 | 1402 | — |

Наиболее достоверны значения относительных интенсивностей γ-линий, полученные с мишенью толщиной 17 μ.

Все наблюденные нами γ-линии в спектре $Eu^{152,154}$ были обнаружены ранее либо по конверсионным электронам, либо по фотоэлектронам, либо по кривым поглощения γ-лучей. Полученные нами значения энергии γ-лучей хорошо согласуются с результатами ряда работ [7—11]; γ-линии 1086 и 1116 keV, наблюденные в работах [8, 12], нами разделены не были из-за недостаточной разрешающей способности нашего прибора.

В области 550÷650 keV существует, согласно Корку и др. [8], четыре слабые γ-линии (см. таблицу). В этой области мы получили превышение кривой над фоном, указывающее на существование этих γ-линий; их суммарная интенсивность, условно отнесенная к $h\nu = 593$ keV, приведена в таблице.

Из-за близости периодов полураспада изотопов Eu невозможно, наблюдая за распадом, выделить γ-излучение, связанное с определенным изотопом. Для того чтобы установить, какие из γ-линий сопровождают распад определенного изотопа, необходимо исследовать разделенные или обогащенные одним из изотопов источники. Есть указание [12], что среди линий, перечисленных в таблице, γ-линия $h\nu = 344$ keV сопровождает распад $Eu^{152}$, γ-линия $h\nu = 1116$ keV — распад $Eu^{154}$.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

**Цитированная литература**

1. Fajans K., Steward D., Phys. Rev., 56, 625 (1939).
2. Hayden R., Rynolds J., Inghram M., Phys. Rev., 75, 1500 (1949).
3. Inghram M., Hayden R., Phys. Rev., 71, 130 (1947).
4. Karraker D., Hayden R., Inghram M., Phys. Rev., 87, 901 (1952).

5. Джелепов Б., Жуковский Н., Карамян А., Шестопалова С., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, *4*, 518 (1953).
6. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, *5*, 599 (1954).
7. Shull F., Phys. Rev., 74, 917 (1948).
8. Cork J., Keller H., Rutledge W., Stoddard A., Phys. Rev., 77, 848 (1950).
9. Hill R., Shepherd L., Proc. Phys. Soc., 63A, 126 (150).
10. Шавтвалов Л., ЖЭТФ, 23, 611 (1952).
11. Kettel B., ORNL — 607, 50 (1950).
12. Katz R., Lee M., Phys. Rev., 85, 1038 (1952).
13. Keller H., Cork J., Phys. Rev., 84, 1079 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. П. ГРИНБЕРГ и И. Х. ЛЕМБЕРГ

# ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ СЛУЧАЕВ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ

## Угловая корреляция типа $\beta-\gamma$ при переходе $Sb^{124} \rightarrow Te^{124}$

### 1. Введение

Во многих случаях $\beta$-распада вылет $\beta$-частицы из ядра сопровождается испусканием $\gamma$-квантов. Изучение зависимости числа $\beta-\gamma$-совпадений от угла $\theta$ между направлениями испускания $\beta$-частицы и $\gamma$-кванта при различной энергии $\beta$-частиц (т. е. опытное определение функции $\beta-\gamma$-корреляции) дает некоторые сведения о квантовых характеристиках соответствующих ядерных уровней, о порядке запрещения $\beta$-перехода, о типе взаимодействия между нуклонами и легкими частицами при $\beta$-распаде [1]. Опыт, при котором энергия $\beta$-частиц, пропускаемых в счетчик, лежит внутри заданного узкого интервала ($E_1$, $E_1+\Delta E$), дает так называемую дифференциальную функцию $\beta-\gamma$-корреляции. Если в исследуемом случае $\beta-\gamma$-каскада имеет место анизотропия в распределении $\beta-\gamma$-совпадений, то наибольшая степень анизотропии будет получена при $E_1 \approx E_{\text{гр}}$, где $E_{\text{гр}}$ — верхняя граница $\beta$-спектра.

В зависимости от условий опыта дифференциальная функция $\beta-\gamma$-корреляции может быть получена либо в виде $W(\theta)$ при $E_1 = \text{const}$, либо в виде $W(\theta) = f(E_1)$ при $\theta = \text{const}$; для повышения относительной точности опыта целесообразно в первом случае выбрать $E_1 \approx E_{\text{гр}}$, во втором $\theta = 180°$.

Число случаев обнаруженной на опыте анизотропии в распределении $\beta-\gamma$-совпадений пока весьма невелико. Сильно выраженная анизотропия имеет место при $\beta$-переходе $Sb^{124}$ (60 дней) $\rightarrow Te^{124}$.

$\beta-\gamma$-Корреляция для $Sb^{124}$ исследовалась в ряде работ. Интегральная функция $\beta-\gamma$-корреляции определена в работах [2—5]. Результаты этих работ находятся в удовлетворительном согласии друг с другом. Наиболее подробно (через 10°) кривая $W(\theta)$ снималась в работе [4]. Автор ее обнаружил, что при регистрации $\beta$-частиц с $E > 0{,}9$ MeV $W(\theta) = 1 - 0{,}23\cos^2\theta$. Дифференциальная функция $\beta-\gamma$-корреляции для $Sb^{124}$ изучалась в работах [1] и [4]. В работе [1] при помощи магнитного спектрометра с короткой линзой была определена зависимость $W(180°) = f(E_1)$ в области $E_1 \approx 1 \div 2$ MeV; при $E_1 \approx 2$ MeV $W(180°) = 0{,}58 \pm 0{,}07$. В работе [4] отбор $\beta$-частиц по энергиям производился при помощи сцинтилляционного $\beta$-спектрометра и 12-канального амплитудного анилизатора. В этой работе также определялась зависимость $W(180°) = f(E_1)$ в области $E_1 \approx 1 \div 2{,}17$ MeV. При $E_1 \approx 2{,}17$ MeV $W(180°) = 0{,}56 \pm 0{,}06$.

В частном случае перехода $Sb^{124} \rightarrow Te^{124}$ измерение функции $\beta-\gamma$-корреляции в виде $W(180°) = f(E_1)$ вряд ли можно признать целесообразным. В этом переходе $\beta$-спектр состоит по меньшей мере из пяти парциальных спектров, причем граница наиболее жесткого из них равна приблизительно 2,3 MeV, а граница следующего по жесткости спектра равна приблизительно 1,6 MeV. При определении функции $\beta-\gamma$-корреляции, очевидно, имеет смысл фиксировать совпадения $\gamma$-квантов только с теми $\beta$-частицами, которые относятся к одному парциальному спектру,— иначе опыт даст смесь корреляционных функций.

Таким образом, в случае $Sb^{124}$ имеется лишь весьма узкая область значений $E_1$ ($1{,}6$ MeV $< E_1 \leqslant 2{,}3$ MeV), для которой можно найти на опыте зависимость $W(180°) = f(E_1)$. Поэтому мы считали целесообразным дополнить имеющиеся данные, осуществив определение функции $\beta - \gamma$-корреляции для $Sb^{124}$ в виде зависимости $W = W(\theta)$ при $E_1 \approx E_{гр} \approx 2{,}3$ MeV

## 2. Экспериментальная установка

Блок-схема нашей установки для определения дифференциальной функции $\beta - \gamma$-корреляции изображена на рис. 1. Для отбора $\beta$-частиц по энергии использован $\beta$-спектрометр с короткой магнитной линзой. Его основные параметры таковы: расстояние $L$ от источника до детектора 1,04 м, внутренний диаметр трубы спектрометра 200 мм, максимальный

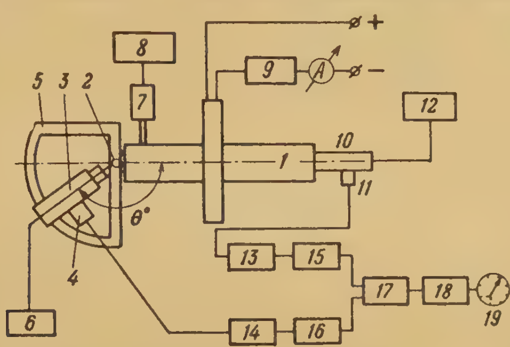



Рис. 1. Схема расположения магнитного спектрометра и счетчиков и блок-схема установки: *1* — магнитный спектрометр, *2* — камера источника, *3* — $\gamma$-счетчик, *4* и *11* — предварительные усилители, *5* — алюминиевое кольцо с делениями, *6* и *12*—батареи сухих элементов ($U \sim 1{,}4$ kV), *7* — термоэлектрическая лампа, *8* — измеритель вакуума, *9* — реостат, *10* — $\beta$-счетчик, *13* и *14* — линейные усилители с отрицательной обратной связью ($K$ - 100), *15* и *16* — дискриминаторы, *17* — схема совпадений, *18* — пересчетная схема с максимальным коэффициентом пересчета 8192, *19* — электромагнитный нумератор

относительный телесный угол $\omega \approx 0{,}88$ %. $\beta$-Частицы регистрируются кристаллом стильбена в виде диска $\phi$ 8 мм и толщиной $\sim 2$ мм. Световод в виде стержня из органического стекла $\phi$ 30 мм и длиной 100 мм передает световые вспышки от кристалла к фотоэлектронному умножителю (ФЭУ), расположенному вне вакуумной камеры. Для предотвращения испарения стильбена кристалл закрыт стеклянным колпачком, имеющим окошко толщиной $\sim 10$ $\mu$.

В $\gamma$-счетчике использован кристалл стильбена в виде цилиндра $\phi$ и высотой 30 мм. Конечные размеры каждого ФЭУ не позволяют установить его под углом 90° к оси магнитного спектрометра. Для обеспечения этой возможности был использован световод из органического стекла $\phi$ 30 мм и длиной 85 мм. Телесный угол, под которым виден $\gamma$-счетчик из источника: $\omega_\gamma = {}^1/_{135} = 0{,}74$ % от полного телесного угла.

Для защиты от магнитного поля, создаваемого обмоткой спектрометра, фотоэлектронные умножители $\beta$- и $\gamma$-счетчиков помещены в корпуса, состоящие каждый из трех концентрических цилиндров из мягкого железа.

Цилиндрическая латунная камера источника для пропускания $\gamma$-лучей имеет щель высотой 12 мм, закрытую латунной фольгой толщиной 100 $\mu$. На выступающую часть корпуса, в которой находится сцинтиллятор $\gamma$-счетчика, надет свинцовый колпачок (толщина боковых стенок 4 мм и передней 2 мм), предотвращающий регистрацию рассеянных $\gamma$-лучей.

### 3. Методика измерений

Источник излучений $Sb^{124}$ был изготовлен путем осаждения из взвеси в спирте слоя $Sb_2S_3$ толщиной $\sim 1{,}8$ мг см$^{-2}$ и $\phi$ 5 мм на полоску алюминиевой фольги толщиной 3 мг см$^{-2}$. Активность источника составляла $\sim 62$ μCu. Разрешающее время схемы совпадений $\tau = (1{,}6-1{,}7) \cdot 10^{-7}$ сек.

Мы исследовали угловую корреляцию между β-частицами наиболее жесткого парциального β-спектра $Sb^{124}$ и следующими за ними γ-квантами с энергией $E_\gamma \approx 0{,}6$ MeV. Режим магнитного спектрометра был выбран таким, чтобы на центр β-счетчика фокусировались β-частицы с энергией $E_\beta \approx 1{,}78$ MeV. Учитывая аберрации спектрометра, можно вычислить, что в счетчик попадали β-частицы, энергия которых $E_\beta = 1{,}78 \pm 0{,}22$ MeV. Скорость счета β — γ-совпадений измерялась при четырех значениях θ: 90, 120, 150 и 180°. Целью измерений при каждом значении θ является определение коэффициента угловой корреляции

$$A(\theta) = \frac{W(\theta)}{W(90^\circ)} = \frac{N(\theta)}{N(90^\circ)}, \tag{1}$$

где $N$ — скорость счета указанных выше β — γ-совпадений.

Счет числа совпадений производился поочередно для данного угла и для угла 90°. В каждом измерении набиралось по 100 совпадений (истинных и случайных) для данного θ и для $\theta = 90°$, т. е. $N_{и+сл} = 100$. До и после каждого измерения числа совпадений определялась скорость счета β- и γ-счетчиков; в дальнейшие расчеты вводилось среднее арифметическое ($N_\beta$ и $N_\gamma$) каждой такой пары результатов. При $\theta = 180°$ было проведено 16 измерений, при $\theta = 150°$ — 14 измерений и при $\theta = 120°$ — 13 измерений. Перед серией измерений определялось τ — разрешающее время схемы совпадений; найденное значение использовалось для вычисления скорости счета случайных совпадений ($N_{сл}$) в данном измерении. В качестве $N(\theta)$ в формуле (1) мы использовали приведенную скорость счета совпадений, т. е. скорость счета истинных совпадений, отнесенную к произведению $N_\beta \cdot N_\gamma$. Как известно, $N_{сл} = 2 N_\beta N_\gamma \tau$; следовательно,

$$N(\theta) = \frac{N_{и}}{N_\beta \cdot N_\gamma} = \frac{N_{и+сл}}{N_\beta \cdot N_\gamma} - 2\tau.$$

Величина $A(\theta)$ определялась по формуле (1) для каждого измерения. Окончательное значение $A(\theta)$ находилось как среднее арифметическое из всех вычисленных для данного θ значений.

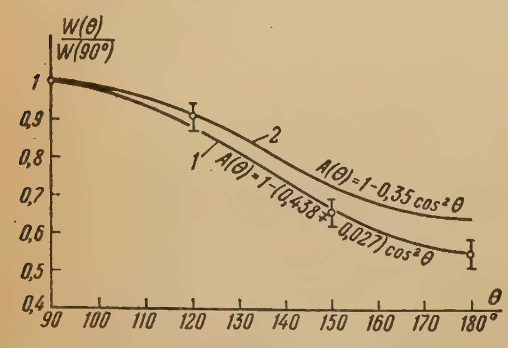


Рис 2. Дифференциальные функции β — γ-корреляции для $Sb^{124}$: *1* — опытная кривая, *2* — теоретическая кривая, исправленная на угловое разрешение установки

### 4. Результаты измерений

Получены следующие результаты: $A(120°) = 0{,}912 \pm 0{,}029$, $A(150°) = 0{,}658 \pm 0{,}026$, $A(180°) = 0{,}553 \pm 0{,}034$ (указаны среднеквадратичные ошибки). Эти значения $A(\theta)$ нанесены на график (рис. 2).

Наиболее жесткий парциальный β-спектр $Sb^{124}$ обычно относят к переходу первого запрещения. В таком случае функция β — γ-корреляции должна иметь вид:

$$W(\theta) = 1 + a\cos^2\theta. \tag{2}$$

Следовательно, экспериментальные точки на графике должны лежать на кривой типа $A(\theta) = 1 + a\cos^2\theta$. Исходя из этого и пользуясь методом наименьших квадратов, мы нашли, что нашим точкам соответствует $a = -0{,}438 \pm 0{,}027$.

При сравнении теоретических кривых $W(\theta)$ с экспериментальной кривой необходимо каждую теоретическую кривую исправить на угловое разрешение установки. Поправки вычислялись по формулам, указанным в работе [6]. Поправочные коэффициенты таковы:

$$\alpha_2^{(\gamma)} = 0{,}98, \quad \alpha_2^{(\beta)} = 0{,}976.$$

### 5. Обсуждение результатов

а) Схема уровней и переходов для превращения $Sb^{124} \to Te^{124}$ отличается своей сложностью и, несмотря на большое число исследований, к настоящему времени известна лишь в общих чертах. Многие приводимые в литературе данные об этой схеме противоречат друг другу [7—14]. На рис. 3 показана схема, предложенная в одной из последних работ об излучениях $Sb^{124}$ [7]; см. также [15] с добавлениями, основанными на данных К. Громова и др. [8]. Наличие каскада $\beta_5 \to \gamma_1$ установлено с достоверностью, так что неопределенность схемы с целом не сказывается на произведенных нами измерениях.

Рис. 3. Схема уровней и переходов для превращения $Sb^{124} \to Te^{124}$. Границы β-спектров: $\beta_1$ — 0,24, $\beta_2$—0,610, $\beta_3$—0,966, $\beta_4$—1,602, $\beta_5$—2,317 MeV. Энергии γ-квантов: $\gamma_1$ — 0,603, $\gamma_2$ — 0,641, $\gamma_3$—0,716, $\gamma_4$—1,68, $\gamma_5$ — 2,09, $\gamma_6$—0,958, $\gamma_7$—1,052 (для этого γ-перехода [8] в схеме нет места), $\gamma_8$—1,347 MeV. Пунктиром показано альтернативное размещение переходов

б) На основании исследования формы спектра $\beta_5$ [16] в 1951 г. было высказано предположение, что этот спектр относится к переходу первого запрещения и является спектром α-типа и что последовательность переходов в каскаде $\beta_5 \to \gamma_1$ характеризуется формулой: 3(I)→1(1)0 (римская цифра I означает первую степень запрещения). При переходе α-типа β-взаимодействие описывается только одним матричным элементом типа $B_{ij}$.

Результаты нескольких работ по β—γ-корреляции у $Sb^{124}$ показали, однако, что вариант перехода 3(I)→1(1)0 не соответствует действительности [3, 4, 1]. В дальнейшем в ряде рабэт [5, 11, 17, 18] было достоверно установлено, что переход $\gamma_1$ относится к типу $E2$. Так как можно считать, что у основного состояния четно-четного ядра $Te_{52}^{124}$ $J_A^* = +0$, то следует положить, что $J_B^* = +2$ (см. рис. 3). Таким образом, формула интересующего нас β — γ-каскада должна иметь вид $X \to 2(2)\,0$; этим следует руководствоваться при анализе результата исследования β — γ-корреляции.

Если оставить в силе предположение, согласно которому спектр $\beta_5$ относится к α-типу и к переходу первого запрещения, то разность спинов в переходе $C \to B$ должна равняться 2, т. е. $J_C = 0$ или 4.

Пользуясь формулами А. З. Долгинова [19] и данными других теоретических работ [20—22], мы вычислили функции угловой корреляции для вариантов 0(I)2(2)0 и 4(I)2(2)0 при тензорном взаимодействии и единственном матричном элементе $B_{ij}$, считая $E_\beta = 1{,}78$ MeV. После внесения поправки на угловое разрешение установки получены следующие

результаты: для первого варианта $A(\theta) = 1 + 0{,}9 \cos^2\theta$, для второго — $A(\theta) = 1 + 0{,}35 \cos^2\theta$. Таким образом, для обоих вариантов получается резкое отличие от вида функции $A(\theta)$, найденной нами на опыте. Следовательно, предположение о том, что спектр $\beta_5$ относится к $\alpha$-типу и к переходу первого запрещения, необходимо отвергнуть. Кроме того, имеются соображения, в силу которых значения $J_C = 0$ или 4 мало вероятны; есть основания считать, что $J_C = 3$. Если переход $\beta_5$ попрежнему считать переходом первого запрещения (хотя убедительных свидетельств в пользу этого предположения нет), то на основании правил отбора Гамова — Теллера при этом переходе должна изменяться четность состояния; так как $J_B^* = +2$, можно положить, что $J_C^* = -3$.

Пользуясь указанными выше теоретическими работами, мы вычислили функцию $\beta - \gamma$-корреляции для варианта 3(I)2(2)0 в тензорном варианте взаимодействия при единственном матричном элементе $B_{ij}$ и при $E_\beta = 1{,}78$ MeV. Эта функция после исправления на угловое разрешение установки имеет вид: $A(\theta) = 1 - 0{,}35 \cos^2\theta$ (см. рис. 2).

Коэффициент $a_{теор}$ при $\cos^2\theta$ несколько отличается от найденного на опыте: у нас $a_{опыт} = -0{,}438 \pm 0{,}027$, т. е. $0{,}411 \leqslant |a_{опыт}| \leqslant 0{,}465$. Существенно, что $|a_{опыт}| > |a_{теор}|$, поэтому указанное расхождение вряд ли можно приписать тому, что какие-либо условия опыта (например рассеяние $\beta$-частиц) исказили вид кривой $A(\theta)$.

В других работах по $\beta - \gamma$-корреляции у $Sb^{124}$ [1, 4] проводилось сравнение опытной кривой $W(180°) = f(E_1)$ с данными теоретического расчета, сделанного тоже для варианта 3(I)2(2)0 при матричном элементе $B_{ij}$. Как и в нашем случае, было установлено, что теоретическая кривая близка к опытной, но полного совпадения между ними нет.

Повидимому, эти расхождения не связаны с какими-либо ошибками опытов, поэтому можно утверждать, что переход $\beta_5$ у $Sb^{124}$ не может быть описан при помощи единственного матричного элемента $B_{ij}$ при тензорном варианте теории $\beta$-распада. Можно попытаться получить более точное согласие между теорией и опытом, взяв для расчета $\beta - \gamma$-корреляции смесь различных матричных элементов при каком-либо одном типе $\beta$-взаимодействия или при комбинации нескольких типов взаимодействия, причем расчеты следовало бы провести не только для первого, но и для второго порядка запрещения перехода $\beta_5$. Однако в подобных расчетах содержится много произвольных параметров (например соотношение амплитуд и фаз различных матричных элементов), дающих возможность подогнать различные варианты теоретического расчета к данным опыта.

Эта неоднозначность наглядно продемонстрирована в работах Мориты и Ямады. Эти авторы в работе [23] показали, что можно теоретически объяснить одновременно форму спектра $\beta_5$ и данные о $\beta - \gamma$-корреляции в каскаде $\beta_5 \rightarrow \gamma_1$, если принять линейную комбинацию матричных элементов $\int \beta\alpha$, $\int \beta\vec{\sigma}\cdot\vec{r}$ и $B_{ij}^{\beta}$ в тензорном варианте первого запрещения; позже, в работе [24], они показали, что не менее удовлетворительное согласие между теорией и опытом дает предположенная в работе [7] комбинация типов взаимодействия: $S + T + P$ при $\Delta J = 1$. В обоих случаях $\beta - \gamma$-каскад $Sb^{124}$ характеризуется формулой $-3$ (I) + 2 (2) + 0.

Таким образом, измеренная нами дифференциальная функция $\beta - \gamma$-корреляции для $Sb^{124}$ при $E_\beta = 1{,}78$ MeV отвергает предположение о том, что спектр $\beta_5$ относится к переходу $\alpha$-типа первого запрещения.

Для получения более определенных данных о переходе $\beta_5$ (каков порядок запрещения, какими матричными элементами описывается этот переход) необходимо значительно повысить точность опытного определения формы спектра $\beta_5$ и вида функции $\beta - \gamma$-корреляции. В частности, надежное подтверждение отсутствия в функции $W(\theta)$ члена с $\cos^4\theta$ явилось бы доказательством того, что $\beta_5$ действительно является переходом первого запрещения.

## Угловая корреляция γ-квантов ThD

Схема распада ThC″ ($Tl_{81}^{208}$) → ThD ($Pb_{82}^{208}$) до сих пор точно не установлена. Данные, представленные в работах [25—28], довольно сильно различаются между собой, однако все работы подтверждают тот факт, что γ-кванты $\gamma_1$ ($E_1 = 0{,}58$ MeV) и $\gamma_2$ ($E_2 = 2{,}62$ MeV) следуют друг за другом в каскаде.

По данным работы [26], примерно 70 % всех распадов ведут к указанному двухступенчатому переходу. На рис. 4 приводится схема распада ThC″ → ThD по данным работ [27, 28].

Анализ указанных выше работ дает основание считать, что интенсивность γ-квантов $\gamma_3$ ($E_3 = 0{,}233$ MeV), $\gamma_4$ ($E_4 = 0{,}277$ MeV) и $\gamma_5$ ($E_5 = 0{,}859$ MeV) мала по сравнению с интенсивностью $\gamma_1$ и $\gamma_2$ (вдобавок свинцовые колпачки со стенками толщиной 2 мм понижают относительную эффективность регистрации $\gamma_3$ и $\gamma_4$), а интенсивность $\gamma_6$ ($E_6 = 0{,}51$ MeV) составляет примерно $^1/_3$ от интенсивности $\gamma_1$. На рис. 4 приведены также значения спинов основного и двух возбужденных уровней ThD по данным работ [28, 29].

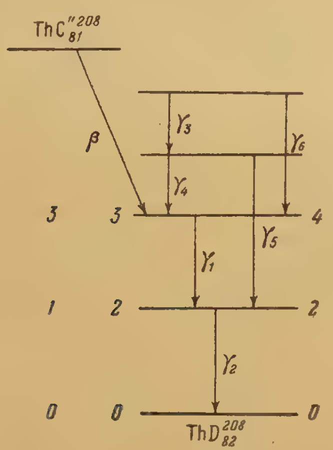



Рис. 4. Частичная схема уровней и переходов для превращения ThC″→ThD. Энергии γ-квантов: $\gamma_1$ — 0,58, $\gamma_2$ — 2,62, $\gamma_3$ — 0,233, $\gamma_4$ — 0,277, $\gamma_5$ — 0,859, $\gamma_6$ — 0,51 MeV. Цифры слева от уровней—спины этих уровней по данным работ [28] (крайний столбец слева) и [29]. Цифры справа от уровней — вероятные спины по нашим данным

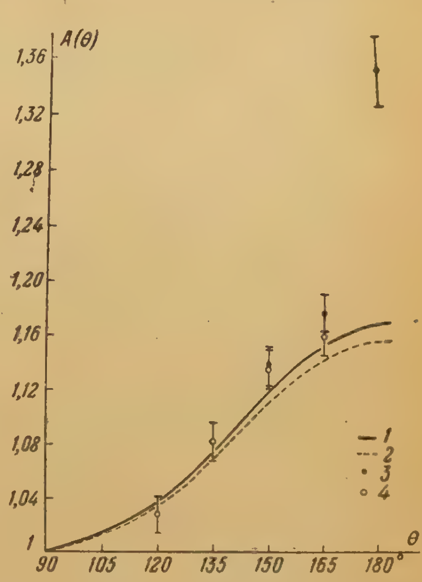



Рис. 5. Функции γ — γ-корреляции для γ-квантов ThD: 1 — теоретическая кривая для варианта последовательности переходов 4(2)2(2)0; 2 — теоретическая кривая, исправленная на угловое разрешение; 3—неисправленные экспериментальные данные; 4 — экспериментальные данные, исправленные на влияние аннигиляционных квантов

В нашей работе измерена величина коэффициента угловой корреляции $A(\theta) = \frac{W(\theta)}{W(90°)}$ при $\theta = 120, 135, 150, 165$ и $180°$. В установке, предназначенной для измерения угловой корреляции типа γ—γ, описанной в работе [6], произведены следующие изменения: 1) вместо стильбеновых кристаллов в качестве сцинтилляторов использованы кристаллы NaJ.Tl (помещенные в герметические пластмассовые контейнеры со стеклянным окошком); 2) импульсы с выхода ФЭУ поступали на схему совпадений не непосредственно, как в установке, описанной в работе [6], а предварительно усиливались при помощи усилителей с коэффициентом усиления $K = 100$ и максималь-

ной частотой пропускания $f_{max}$ =2MHz. В связи с указанными изменениями при изучении угловой корреляции γ-квантов ThD использовалась схема совпадений типа Росси с предварительным формированием импульсов при помощи триггеров. Разрешающее время τ схемы совпадений составляло $1{,}8 \cdot 10^{-7}$ сек. Ввиду быстрого распада источника ($T = 10{,}2$ часа) каждое измерение производилось в течение 10 мин; измерения производились поочередно для заданного угла между осями счетчиков и для угла 90°. Для каждого угла набиралось не менее 10 тысяч истинных совпадений.

В качестве источника использовался активный осадок тория на алюминиевой подложке. Сила источника подбиралась такой, что отношение числа случайных к числу истинных совпадений составляло в начале дня $^1/_4$—$^1/_5$ и к концу дня примерно $^1/_{10}$. В полученные результаты вводились поправки на счет случайных совпадений и на влияние аннигиляционных γ-квантов. Влияние аннигиляционных квантов учитывалось при помощи экспериментально снятой зависимости скорости счета аннигиляционных квантов $Cu^{64}$ от угла θ между счетчиками.

Эта же кривая была использована для введения в теоретическую функцию угловой корреляции поправок на угловое разрешение. Результаты измерения величины $A$ представлены на рис. 5 и подтверждают результаты работы [30]. Можно предположить для ThD вариант 4(2) 2(2) 0, т. е. что спины уровней имеют значения 4, 2, 0, а переходы между ними — квадрупольные. Варианты 3(2) 1(1) 0; 3(2) 2(2) 0 и 3(1) 2(2) 0, предполагаемые в работах [25, 29], должны были бы повести к значениям $A$ меньше единицы (см. рис. 2 в работе [6]) и, таким образом, должны быть отвергнуты. То обстоятельство, что присутствие $\gamma_6$ не отражается на виде наблюденной функции, возможно объяснить, если предположить, что спин верхнего возбужденного уровня, распадающегося с испусканием $\gamma_6$, равен 6 и что этот переход является квадрупольным. В этом случае результирующая функция совпадает с функцией угловой корреляции для варианта 4(2) 2(2) 0.

Необходимо, однако, отметить, что указанное приписывание значений спинов первым возбужденным уровням ThD и порядков мультипольности переходов между этими уровнями не может считаться окончательно установленным.

По данным Г. Д. Латышева [31], при радиоактивном распаде ThC→ThC′ возможно каскадное испускание γ-квантов. Наличие такого каскада, а также трехступенчатого каскада $\gamma_6$—$\gamma_1$ — $\gamma_2$ при распаде ThC″ может сильно повлиять на интерпретацию функции угловой корреляции, наблюденной на опыте.

### Каскадный переход в $Nb^{95}$

В работе [32] приведена схема распада $Zr^{95} \rightarrow Nb^{95}$, из которой следует, что β-переход с $E = 365$ keV, относительная интенсивность которого составляет 95 %, идет на возбужденный уровень $Nb^{95}$ и что последующий переход в основное состояние $Nb^{95}$ осуществляется либо каскадно, с испусканием двух γ-квантов с энергиями 230 и 730 keV, либо непосредственно, причем относительная интенсивность прямого перехода составляет всего 7 %.

Однако в схемах распада $Zr^{95} \rightarrow Nb^{95}$, приведенных в работах [33, 34], опубликованных в 1953 г., двухступенчатый переход $Nb^{95}$ из возбужденного состояния в основное отсутствует. Поэтому до исследования угловой корреляции γ-квантов $Zr^{95}$ надлежало убедиться в наличии каскадного перехода в схеме распада $Zr^{95} \rightarrow Nb^{95}$. С целью увеличения эффективности детектирования γ-квантов с $E = 230$ keV в установке для измерения угловой корреляции, свинцовые колпачки, надеваемые на переднюю часть кожуха ФЭУ, были заменены алюминиевыми колпачками с передней стенкой толщиной 3 мм.

Этот шаг, как выяснилось впоследствии, оказался ошибочным, так как при этом сильно возросло число совпадений, обусловленных рассеянием γ-квантов в одном счетчике и попаданием их в другой. Был сделан неправильный вывод о наличии истинных γ — γ-совпадений в схеме распада $Zr^{95} \rightarrow Nb^{95}$ и о наличии анизотропии в распределении этих совпадений. Ошибка выяснилась при контрольных опытах с препаратами, для которых функция угловой корреляции известна ($Co^{60}$, $Sb^{124}$), поэтому вопрос о наличии истинных γ — γ-совпадений у $Zr^{95}$ был исследован повторно. Алюминиевые колпачки были заменены конусными насадками из свинца, применение которых резко уменьшило счет рассеянных по пути из одного счетчика в другой γ-квантов при $\theta = 180°$ и практически ликвидировало влияние этого эффекта при $\theta < 165°$. Впереди сцинтиллятора помещалась алюминиевая пластинка толщиной 1,5 мм, что достаточно для поглощения всех β-лучей $Zr^{95}$ и $Nb^{95}$. Разрешающее время τ схемы совпадений в опытах с $Zr^{95}$ составляло $10^{-7}$ сек. Измерения в этих условиях показали, что интенсивность каскадной ветви (если она существует) не превышает 1 % от интенсивности непосредственных γ-переходов.

Выражаем благодарность Д. Г. Алхазову и А. З. Долгинову за обсуждение результатов, С. Г. Цепакину, Г. И. Мишину, Ю. А. Шалашову и К. И. Ерохиной — за участие в измерениях.

Ленинградский
физико-технический институт
Академии наук СССР

### Цитированная литература

1. Stevenson D., Deutsch M., Phys. Rev., 83, 1202 (1951).
2. Ridgway S., Phys. Rev., 78, 821 (L) (1950).
3. Beyster J., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 79, 169 (L), 728 (L) (1950).
4. Darby E., Canad. J. Phys., 29, 569 (1951).
5. Kloepper R., Lennox E., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 88, 695 (1952).
6. Алхазов Д., Лемберг И., Гринберг А., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 487 (1953).
7. Langer L., Lazar N., Moffat R., Phys. Rev., 91, 338 (1953).
8. Громов К., Джелепов Б., Жуковский Н., Силантьев А., Хольнов Ю., ДАН СССР, 86, 255 (1952).
9. Metzger F., Phys. Rev., 90, 328 (L) (1953).
10. Maerker R., Birkhoff R., Phys. Rev., 89, 1159 (L) (1953).
11. Hutchinson D., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 88, 699 (1952).
12. Tomlinson E., Ridgway S., Gōpalakrishnan K., Phys. Rev., 91, 484 (1953).
13. Kraushaar J., Goldhaber M., Phys. Rev., 89, 1081 (1953).
14. Золотавин А., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 127 (1954).
15. Langer L., Starner J., Phys. Rev., 93, 253 (L) (1954).
16. Langer L., Phys. Rev., 84, 1059 (L) (1951).
17. Stump R., Phys. Rev., 86, 249 (L) (1952).
18. Metzger F., Phys. Rev., 86, 435 (L) (1952).
19. Долгинов А., ЖЭТФ, 22, 668 (1952).
20. Alder K., Helv. Phys. Acta, 25, 235 (1952).
21. Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных спектров.—ИЛ, М., 1949.
22. Jahn H., Proc. Roy. Soc., 205A, 192 (1951).
23. Morita M., Yamada M., Progr. Theor. Phys., 8, 449 (1952).
24. Morita M., Yamada M., Progr. Theor. Phys., 10, 111 (1953).
25. Oppenheimer F., Proc. Cambr. Phil. Soc., 32, 328 (1936).
26. Surugue J., Ann. de Phys., 8, 484 (1937).
27. Richardson H., Nature, 161, 516 (1948).
28. Martin G., Richardson H., Proc. Phys. Soc., 63A, 223 (1950).
29. Arnoult R., Ann. de Phys., 12, 241 (1939).
30. Petch H., Johns M., Phys. Rev., 80, 478 (1950).
31. Латышев Г., Кульчицкий Л., ЖЭТФ, 11, 200 (1941).
32. Шпинель В., ЖЭТФ, 21, 1370 (1951).
33. Slätis H., Zappa L., Ark. Fys., 6, 81 (1953).
34. Mandeville C., Shapiro E., Mendenhall R., Zucker E., Conklin G., Phys. Rev., 89, 559 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Б. А. ШАХБАЗЯН и Л. И. РУСИНОВ

# ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ $Br_{35}^{80*}$

## Введение

Исследование угловой корреляции электронов внутренней конверсии, испускаемых при каскадных переходах ядер, позволяет определять в одном опыте как спины ядра в возбужденных состояниях, так и четности этих состояний. Действительно, в выражении функции угловой корреляции электронов внутренней конверсии [1]

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=0}^{k_{max}} A_k b_k^{(1)} b_k^{(2)} P_k(\cos\theta) \qquad (1)$$

множители $b_k^{(1)}$ и $b_k^{(2)}$ зависят как от порядков мультипольностей последовательных переходов, так и от типов переходов, т. е. от спина ядра в возбужденных состояниях и от четностей этих состояний. Множитель $A_k$ зависит только от порядков мультипольностей переходов и является коэффициентом $\gamma - \gamma$-угловой корреляции для данного ядра. Предел суммирования $k_{max}$ определяется из условия

$$k_{max} \leqslant 2l_1,\ 2l_2,\ 2J_2,$$

где $l_1$ и $l_2$ — порядки мультипольностей последовательных переходов, а $J_2$ — спин ядра в промежуточном состоянии.

При $J_2 = 0, \pm {}^1/_2$ явление угловой корреляции отсутствует. Исследованию угловой корреляции электронов внутренней конверсии в элементах $Ta^{181}$, $Hg^{197*}$ посвящены работы [2, 3]. В этих работах установлен факт наличия угловой корреляции, но авторы не делают выводов о квантовых характеристиках уровней соответствующих ядер. Наличие угловой корреляции электронов внутренней конверсии $Br_{35}^{80*}$ установлено в работе Л. Русинова и Е. Чуйкина [4].

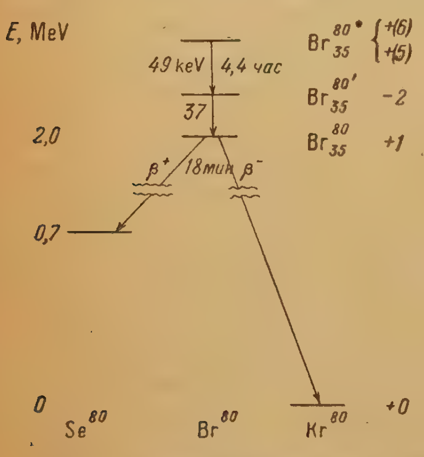



Рис. 1. Схема распада ядра $Br_{35}^{80*}$

В настоящей работе в результате проведенного исследования найдена функция угловой корреляции $K$- и $L$-электронов внутренней конверсии $Br_{35}^{80*}$, на основании которой сделан ряд выводов о спинах ядра в возбужденных состояниях и о четностях этих состояний. Схема распада ядра $Br_{35}^{80*}$ приведена на рис. 1.

Коэффициент внутренней конверсии перехода $Br_{35}^{80*} \rightarrow Br_{35}^{80'}$ очень велик. Коэффициент внутренней конверсии перехода $Br_{35}^{80'} \rightarrow Br_{35}^{80}$ несколько

больше единицы (согласно измерениям настоящей работы он равен $1{,}44 \pm 0{,}23$). Энергии $K$- и $L$-электронов внутренней конверсии перехода $Br_{35}^{80*} \to Br_{35}^{80'}$ соответственно равны 35,5 и 47,5 keV, а для перехода $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ — 23,5 и 33,5 keV.

Исследование угловой корреляции заключается в измерении зависимости числа совпадений, создаваемых электронами внутренней конверсии, испускаемыми при последовательных переходах, от угла между направлениями вылета электронов.

## Экспериментальная установка

### Камера со счетчиками и источником

Схема прибора, при помощи которого проводились опыты по угловой корреляции электронов внутренней конверсии брома, приведена на рис. 2. Камера *1* была выполнена в виде сферического стеклянного сосуда ф 200 мм. Один из торцовых электронных счетчиков *2* был закреплен неподвижно, а другой *3* мог вращаться вокруг источника *4*, как вокруг центра. Источник и фильтр *5* крепились на двух шлифах.

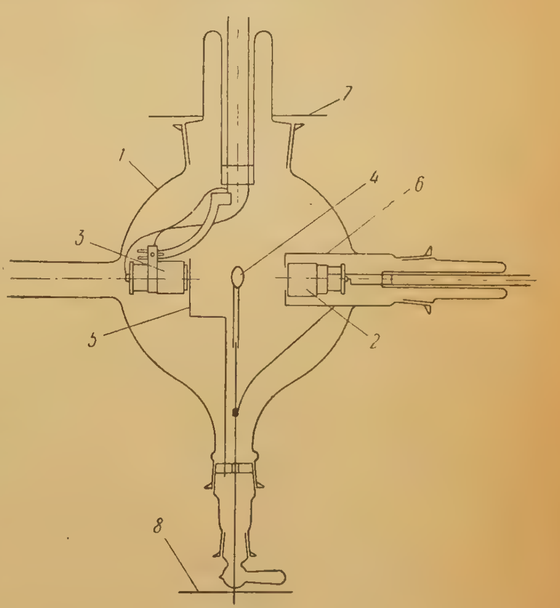


Рис. 2. Схема прибора для исследования угловой корреляции электронов внутренней конверсии брома: *1* — камера, *2* — неподвижный счетчик, *3* — подвижный счетчик, *4* — источник конверсионных электронов, *5* — фильтр (поверхностная плотность 4,2 мг см$^{-2}$), *6* — электростатический экран, *7* — шкала для установки угла, *8* — шкала

Источник при всех измерениях устанавливался так, чтобы угол между нормалью к его поверхности и осью неподвижного счетчика равнялся 45°; расстояние от окна счетчика до источника — 50 мм; диаметр окна счетчика — 10 мм. Измерения проводились под углами 90, 75, 60, 45 и 30°. Камера и счетчики были наполнены слабо рассеивающим конверсионные электроны брома газом — смесью гелия (90%) и паров этилового спирта (10%) при суммарном давлении $\sim$ 50 мм рт. ст. При этих условиях корень квадратный из среднеквадратичного отклонения электронов с энергией 23,5 keV, прошедших слой смеси толщиной 50 мм, равнялся, согласно теории многократного рассеяния Вильямса — Бете [5], $\sim$2,7 мм. Поправка на многократное рассеяние к величине коэффициента $A_2$ угловой корреляции конверсионных электронов типа $1 + A_2 \cos^2 \theta$ при $A_2 = 0{,}5$ равнялась 3,5%.

Для исключения фона совпадений между электронами внутренней конверсии и Оже-электронами $Br_{35}^{80*}$ окна электронных счетчиков заклеивались органическими пленками с поверхностной плотностью 0,25 мг см$^{-2}$. Поверхностная плотность наполняющего прибор газа была равна 0,14 мг см$^{-2}$. Эта величина несколько превышает величину пробега наиболее быстрых Оже-электронов брома, максимальная энергия которых не превосходит 13,5 keV. Наклон плато счетчиков равнялся 1,25% на 100 V. Эффективность счетчиков составляла 80% от эффективности тех же счетчиков, наполненных смесью аргона (90%) и паров этилового спирта (10%)

при давлении 100 мм рт. ст. Фильтр толщиной 4,2 мг см$^{-2}$, поглощающий все конверсионные электроны брома, применялся при измерениях фона совпадений от других излучений при распаде $Br_{35}^{80*}$.

Импульсы от электронных счетчиков подавались на двухканальный усилитель, формировались триггерными схемами и после дифференцирования подавались на схему совпадений. Одновременно с измерением числа совпадений измерялись числа отсчетов в одиночных счетчиках, для чего импульсы с первых ламп триггеров через катодные повторители подавались на пересчетные схемы. Разрешающее время схемы совпадений равнялось $3{,}5 \cdot 10^{-7}$ сек.

### Радиоактивный источник

Радиоактивный источник брома изготовлялся в виде диска AgBr с поверхностной плотностью менее 0,06 мг см$^{-2}$, нанесенного на целлофановую пленку с поверхностной плотностью менее 0,04 мг см$^{-2}$.

Контрольные опыты показали, что при суммарной поверхностной плотности активного слоя источника и подложки меньше 0,1 мг см$^{-2}$ угловое распределение электронного излучения источника изотропно (рис. 3). Это обстоятельство свидетельствует о слабом поглощении и рассеянии электронов в активном слое и о слабом обратном рассеянии электронов от подложки.

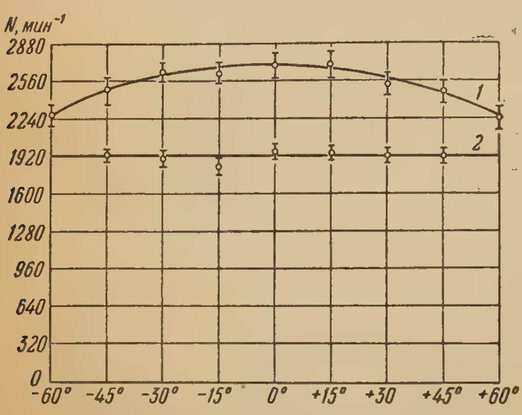



Рис. 3. Кривые углового распределения электронного излучения радиоактивного источника брома при суммарной поверхностной плотности слоя источника и целлофановой подложки: *1* — 105 мг см$^{-2}$, *2* — $< 0{,}1$ мг см$^{-2}$

Принятые в опытах размеры источника и геометрические условия измерений обусловили отсутствие зависимости числа импульсов излучений в подвижном счетчике от угла между осями счетчиков.

В проведенных опытах диаметр источника равнялся 2 мм.

При диаметре окна счетчика 10 мм и расстоянии от окна счетчика до источника 50 мм величина телесного угла, под которым видно окно счетчика из источника, составляла 0,00248 от величины полного телесного угла и изменялась менее чем на 0,01 % при изменении угла между осями счетчиков.

### Результаты эксперимента

Для получения значений функции угловой корреляции конверсионных электронов $Br_{35}^{80*}$ из измеренных данных необходимо было определить величину фона случайных совпадений и совпадений от других видов излучений. Измерения выполнялись следующим образом. При определенном угле между осями счетчиков $\theta_i$ в течение 10 мин измерялись совпадения и загрузки счетчиков. Затем окно подвижного счетчика закрывалось фильтром с поверхностной плотностью 4,2 мг см$^{-2}$ и вновь в течение 10 мин измерялись совпадения и числа отсчетов счетчиков. При каждой установке угла $\theta_i$ такие двухкратные измерения производились три раза.

Полное число совпадений $N$ при измерении без фильтра слагается из числа совпадений между электронами внутренней конверсии — $N(e^- - e^-)$, числа совпадений между электронами внутренней конверсии и рентгеновскими и $\gamma$-квантами $Br_{35}^{80*}$ — $N(e^- - R, \gamma)$, числа совпадений всех рентгеновских квантов между собой и числа совпадений между всеми рентгеновскими и $\gamma$-квантами $Br_{35}^{80*}$ — $N(R - R, \gamma)$, числа случайных совпадений — $N_{c.c}$ и числа $\gamma - \gamma$-, $\beta - \gamma$-совпадений от распада ядра $Br_{35}^{82}$ — $N_{82}$:

$$N = N(e^- - e^-) + N(e^- - R, \gamma) + N(R - R, \gamma) + N_{c.c} + N_{82}. \quad (2)$$

Толщина примененного нами фильтра достаточна для полного поглощения всех электронов внутренней конверсии, поэтому при измерениях с фильтром первое слагаемое исчезает, а второе — уменьшается вдвое в соответствии с уменьшением вероятности регистрации совпадений $N(e^- - R, \gamma)$ в два раза при закрывании окна одного счетчика.

Измерения показали, что в условиях проведенных опытов величина фона от $Br_{35}^{80*}$ составляет 14,9%. Расчет показывает, что более 94% этой величины приходится на совпадения $N(e^- - R, \gamma)$. Число совпадений $N(R - R, \gamma)$ составляет величину менее 1,5% от полного числа совпадений при $\theta = 90°$. Число совпадений при измерениях с фильтром выражается следующим образом:

$$N' = \frac{1}{2} N(e^- - R, \gamma) + N(R - R, \gamma) N'_{c.c} + N'_{82}. \quad (3)$$

Числа $N_{82}$ и $N'_{82}$ измерялись через 48 час после начала опыта в соответствии с периодом полураспада $Br_{35}^{82}$, равным 36 час. Поглощением рентгеновских и $\gamma$-квантов в фильтре можно пренебречь. Число совпадений в единицу времени между конверсионными электронами $Br_{35}^{80*}$ выражается следующим образом:

$$n(\theta) = \frac{1}{T} \sum \{(N - N_{c.c.} - N_{82}) - 2(N' - N'_{c.c} - N'_{82})\}, \quad (4)$$

где $T$ — время измерения при угле $\theta_i$. В наших опытах $T = 30$ мин. Вносимым при удвоении второй скобки слагаемым $N(R - R, \gamma)$ можно пренебречь ввиду его малости. Таким образом, выражение (4) показывает, что при принятой методике измерения удается отделить совпадения между электронами внутренней конверсии от фона случайных совпадений и совпадений от других видов излучений. Для нахождения наивероятнейшего значения $n(\theta_i)$ из ряда измерений различной точности вычислялись средневзвешенные ряда измерений для каждого угла, при котором велись измерения, причем $n(\theta_i)$ приводились ко времени начала опыта. Значения функции угловой корреляции определялись как отношение:

$$W(\theta_i) = \frac{n_{cp}(\theta_i)}{n_{cp}(90°)}.$$

В ряде случаев вводились поправки на нецентральное расположение источника, которые определялись экспериментальным путем. Далее вычислялись средневзвешенные ряда значений функции угловой корреляции, полученных из всех опытов.

Результаты четырех серий опытов сведены в таблицу.

Относительная погрешность значений функции угловой корреляции в окончательном результате равна 6%.

Результаты определения значений функции угловой корреляции $W(\theta_i)$ конверсионных электронов $Br_{35}^{80*}$ из четырех серий опытов

| $\theta_i$ | Серии опытов | | | | Среднее взвешенное результатов четырех серий |
|---|---|---|---|---|---|
| | № 1 | № 2 | № 3 | № 4 | |
| 90° | 1±0,23 | 1±0,11 | 1±0,1 | 1±0,14 | 1±0,06 |
| 75° | 0,99±0,25 | 1,07±0,11 | 1,08±0,11 | 1,01±0,13 | 1,04±0,06 |
| 60° | 1,06±0,25 | 1,25±0,13 | 1,17±0,11 | 1,12±0,15 | 1,17±0,07 |
| 45° | 1,28±0,28 | 1,27±0,13 | 1,18±0,12 | 1,28±0,16 | 1,24±0,07 |
| 30° | 1,37±0,28 | 1,36±0,14 | 1,36±0,13 | 1,32±0,17 | 1,35±0,08 |
| $W(\theta)$ | $1+0,49\cos^2\theta$ | $1+0,54\cos^2\theta$ | $1+0,47\cos^2\theta$ | $1+0,47\cos^2\theta$ | $1+0,49\cos^2\theta$ |

Для результатов каждой серии опытов найдены функции типа $1+A\cos^2\theta$ по способу наименьших квадратов. График функции для средневзвешенных приведен на рис. 4.

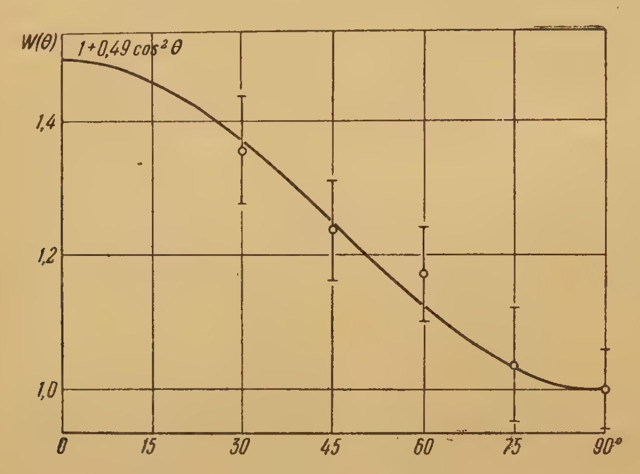



Рис. 4. График функции угловой корреляции $K$- и $L$-электронов внутренней конверсии $Br_{35}^{80*}$

## Сопоставление результатов экспериментов с теоретическими расчетами и выводы

Полученные нами при измерениях значения функции угловой корреляции сравнивались с рассчитанными возможными функциями угловой корреляции электронов внутренней конверсии брома для каскадных переходов различных типов и порядков мультипольностей.

Эти вычисления выполнены по формулам, полученным К. А. Тер-Мартиросяном (см. Приложение, стр. 315) путем суммирования общего выражения В. Б. Берестецкого [6] для функции угловой корреляции электронов внутренней конверсии по магнитным квантовым числам и сведения общего выражения к виду (1).

В приложении приведена, с согласия Тер-Мартиросяна, совокупность формул для коэффициентов угловой корреляции и внутренней конверсии, вычисленных им в нерелятивистском приближении.

Некоторые из вычисленных нами по формулам, данным в приложении, функций для $Br_{35}^{80*}$ приведены на рис. 5. На этом же рисунке при-

ведены полученные из эксперимента значения функции угловой корреляции электронов внутренней конверсии $Br_{35}^{80*}$. В вычисленные нами функции угловой корреляции электронов внутренней конверсии были введены поправки на конечные величины телесных углов окон электронных счетчиков, на поглощение электронов в окнах счетчиков и в газе камеры и на многократное рассеяние электронов в газе.

Сопоставление результатов опыта с вычисленными для различных вариантов переходов $Br_{35}^{80*} \to Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ функциями угловой корреляции приводит к следующим выводам:

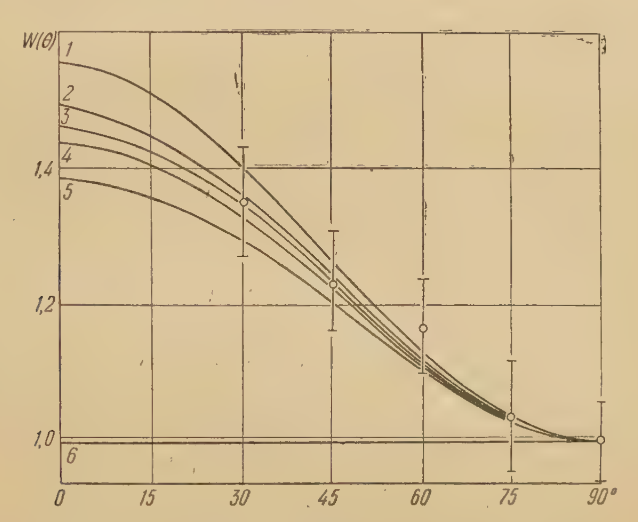



Рис. 5. Сопоставление экспериментальных (точки) и теоретических (кривые) результатов по угловой корреляции *K*- и *L*-электронов внутренней конверсии $Br_{35}^{80*}$. Теоретические кривые рассчитаны для различных типов коррелирующих переходов: *1* — *E*2 — *E*2; $W(\theta) = 1 + 0{,}490\cos^2\theta + 0{,}0585\cos^4\theta$; *2* — *E*4 — *E*1; $W(\theta) = 1 + 0{,}487\cos^2\theta$; *3* — *M*4 — *E*1; $W(\theta) = 1 + 0{,}460\cos^2\theta$; *4* — *E*3 — *E*1; $W(\theta) = 1 + 0{,}438\cos^2\theta$; *5* — *M*3 — *E*1; $W(\theta) = 1 + 0{,}382\cos^2\theta$; *6* — *M*3 — *M*1; $W(\theta) = 1 - 0{,}0073\cos^2\theta$

1. Переход $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ — дипольный, электрического типа, поскольку для всех переходов $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ типа *M* функция угловой корреляции убывает с убыванием угла от 90 до 0°, т. е. знак при $A_2$ должен быть отрицательным, что противоречит данным опыта. Предположения о более высоких порядках мультипольности перехода $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$, как электрического, так и магнитного типов, исключаются при сопоставлении измеренной величины полного коэффициента внутренней конверсии этого перехода с теоретическим.

Экспериментальное значение полного коэффициента внутренней конверсии $\frac{N_e}{N_\gamma}$ перехода $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ равно $1{,}44 \pm 0{,}23$. Вычисленные в нерелятивистском приближении значения $\frac{N_e}{N_\gamma}$ для переходов типов *E*1 и *M*1 равны соответственно 1,54 и 1,23. Неточность вычисления коэффициента внутренней конверсии для энергии перехода $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$, равной 37 keV, не превосходит 20%. Между тем величины коэффициентов внутренней конверсии в предположении, что переход $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ должен быть квадрупольного или дипольного типа, разнятся примерно в 20 раз. Следовательно, этот переход должен быть дипольным.

Таким образом, возрастание функции угловой корреляции электронов внутренней конверсии $Br_{35}^{80*}$ указывает, что переход $Br_{35}^{80'} \rightarrow Br_{35}^{80}$ — типа $E1$. Этот вывод не согласуется с предположением Бертло [7] о магнитном дипольном характере этого перехода.

2. Согласно рис. 5 мультипольность перехода $Br_{35}^{80*} \rightarrow Br_{35}^{80'}$ должна быть не ниже октупольной. В пределах ошибки опыта возможны переходы типов $E4$, $M4$, $E3$, $M3$. Согласно данным Л. Русинова и А. Юзефовича [8] величина относительно коэффициента внутренней конверсии этого перехода равна:

$$\frac{N_K}{N_L} = 2{,}2 \pm 0{,}2.$$

Согласно нерелятивистским расчетам величина $\frac{N_K}{N_L}$ равна 0,7 для перехода типа $E4$, 2,15 — для $M4$, 1,8 — для $E3$ и 4,29 — для $M3$.

Сопоставление указанных величин приводит к заключению, что переход $Br_{35}^{80*} \rightarrow Br_{35}^{80'}$ должен быть типа $M4$.

Однако из-за недостаточной точности вычисления $\frac{N_K}{N_L}$ не может быть также исключен переход типа $E3$. Согласно правилам отбора для β-распада спин ядра $Br_{35}^{80}$ равен единице, а состояние — четное. Следовательно, при переходе $Br_{35}^{80*} \rightarrow Br_{35}^{80'} \rightarrow Br_{35}^{80}$ изменение спинов и четностей состояний должно происходить по одной из схем:

$$(+)\,6 \xrightarrow{M4} (-)\,2 \xrightarrow{E1} (+)\,1$$

или

$$(+)\,5 \xrightarrow{E3} (-)\,2 \xrightarrow{E1} (+)\,1.$$

3. Наличие совпадений, вызываемых электронами внутренней конверсии переходов $Br_{35}^{80*} \rightarrow Br_{35}^{80'}$ и $Br_{35}^{80'} \rightarrow Br_{35}^{80}$, указывает, что средняя продолжительность жизни ядра $Br_{35}^{80'}$ меньше разрешающего времени схемы совпадений

$$\tau_{Br_{35}^{80'}} < 3{,}5 \cdot 10^{-7} \text{ сек.}$$

4. Вычисленное из оптических данных по сверхтонкому расщеплению линий спектра брома [9] минимальное время жизни $\tau_H$ ядра относительно переориентации в магнитном поле электронной оболочки

$$\tau_H \approx 10^{-10} \text{ сек.}$$

Известно [10], что для возможности пренебрежения искажениями угловой корреляции необходимо выполнение условия

$$\tau_H > 10^{-11} \text{ сек.}$$

Это условие для брома выполняется.

С другой стороны, наличие угловой корреляции электронов внутренней конверсии $Br_{35}^{80*}$ свидетельствует о том, что время жизни ядра брома в состоянии $Br_{35}^{80'}$ меньше $10^{-10}$ сек.

Следует заметить, что исследование угловой корреляции излучений может дать в ряде случаев указания о верхнем пределе продолжительности жизни промежуточных состояний ядер.

Выражаем глубокую благодарность К. А. Тер-Мартиросяну за большую помощь по вопросам теории.

### Цитированная литература

1. Rose M., Briedenharn L., Arfken G., Phys. Rev., 85, 5 (1952).
2. Ward A., Walker D., Nature, 163, 168 (1949).
3. Huber O., Walter M., Zünti W., Helv. Phys. Acta, 23, 855 (1950).
4. Русинов Л., Чуйкин Е., ДАН СССР, 68, 1029 (1949).
5. Bethe H., Phys. Rev., 70, 821 (1946).
6. Берестецкий В., ЖЭТФ, 18, 1070 (1948).
7. Berthelot A., Ann. de Phys,. 19, 219 (1944).
8. Русинов Л., Юзефович А., Journ. Phys. USSR, 3, 281 (1940).
9. Tolansky S., Trivedi S., Proc. Roy. Soc., 175, 366 (1940).
10. Hamilton D., Phys. Rev., 58, 122 (1940).


---

*ПРИЛОЖЕНИЕ*

## НЕРЕЛЯТИВИСТСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ И КОЭФФИЦИЕНТОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ

## (по К. А. Тер-Мартиросяну)

### Электрический $2^l$-польный переход

Коэффициенты внутренней конверсии:

$$\gamma_K^{2l+2}\alpha_K^{(l)} = \frac{l}{l+1}\, q(l,\; n_K),$$

$$\gamma_L^{2l+2}\alpha_{L_{\rm I}}^{(l)} = \frac{l}{l+1}\, q_0(l,\; n_L),$$

$$\gamma_L^{2l+2}\alpha_{L_{\rm II,\,III}}^{(l)} = \frac{l}{l+1}\left[\frac{l}{2l+1}\, q_{-1}(l,\, n_L) + \frac{l+1}{2l+1}\, q_1(l,\, n_L)\right].$$

Коэффициенты угловой корреляции электронов внутренней конверсии:

$$b_k(K) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)},$$

$$b_k(L_{\rm I}) = b_k(K),$$

$$b_k(L_{\rm II,III}) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)}\cdot\frac{l(l+1)}{2l+1}\cdot\frac{1 - 2T_l\cos(\eta_{l+1} - \eta_l) + T_l^2}{l+1+lT_l^2}.$$

### Магнитный $2^l$-польный переход

Коэффициенты внутренней конверсии:

$$\gamma_K^{2l}\beta_K^{(l)} = \lambda + \mu_1,$$

$$\gamma_L^{2l}\beta_{L_{\rm I}}^{(l)} = \frac{\left(1 + \frac{n_L^2}{4}\right)^2}{16 n_L^4}\left[\frac{l+1}{2l+1}\,\Lambda_0 + \frac{l}{2l+1}\, q_0(l+1,\, n_L)\right],$$

$$\gamma_L^{2l}\beta_{L_{\rm II,\,III}}^{(l)} = \frac{\left(1 + \frac{n_L^2}{4}\right)^2}{16 n_L^4}\left\{\frac{l^2-1}{4l^2-1}\,\Lambda_1 + \frac{l(l+2)}{(2l+1)(2l+3)}\, q_1(l+1,\; n_L) + \right.$$
$$\left. + \left[\frac{l(l+1)}{(2l+1)(2l+3)} + \frac{4}{(2l+1)^2}\right] q_{-1}(l+1,\; n_L)\right\}.$$

Коэффициенты угловой корреляции электронов внутренней конверсии:

$$b_k(K) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)}\cdot\frac{l(l+1)}{2l+1}\cdot\frac{1 - 2\tau_m\cos(\eta_{l+1} - \eta_l) + \tau_m^2}{l+1+l\tau_m^2},$$

$$b_k(L_{\rm I}) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)}\cdot\frac{l(l+1)}{2l+1}\cdot\frac{1 - 2T_m\cos(\eta_{l+1} - \eta_{l-1}) + T_m^2}{l+1+lT_m^2},$$

$$b_k(L_{\text{II, III}}) = 1 +$$

$$+\frac{k(k+1)\left\{\left[\frac{l(l+1)}{3(2l+1)}+\frac{l^2+8}{2(2l+1)}\gamma_1(kll1,\ ll)+\frac{l^2(2l-1)}{6(2l+1)(2l+3)}\gamma_1(kll2,\ ll)\right]q_{-1}(l+1,n_L)\right.}{[2l(l+1)-k(k+1)]\left[\left(\frac{(l+1)l}{2l+3}+\frac{4}{2l+1}\right)q_{-1}(l+1,n_L)+\frac{l^2-1}{2l-1}\Lambda_1+\frac{l(l+2)}{2l+3}q_1(l+1,\ n_L)\right]}+$$

$$+\frac{\left.\frac{l^2-1}{2l-1}\gamma_1(kll-2k,\ ll-2)\Lambda_1+\frac{l(l+2)}{2l+3}\gamma_1(kll+22,\ ll+2)\,q_1(l+1,\ n_L)\right\}}{[2l(l+1)-k(k+1)]\left[\left(\frac{(l+1)l}{2l+3}+\frac{4}{2l+1}\right)q_{-1}(l+1,n_L)+\frac{l^2-1}{2l-1}\Lambda_1+\frac{l(l+2)}{2l+3}q_1(l+1,n_L)\right]}+$$

$$+\frac{2\sqrt{\frac{l^2(l^2-1)}{6(2l+1)(2l+3)}}\sqrt{\Lambda_1 q_{-1}}\cos(\eta_l-\eta_{l-2})\ \gamma(kll2,\ ll-2)+}{[2l(l+1)-k(k+1)]\left[\left(\frac{(l+1)l}{2l+3}+\frac{4}{2l+1}\right)q_{-1}(l+1,n_L)+\frac{l^2-1}{2l-1}\Lambda_1+\frac{l(l+2)}{2l+3}q_1(l+1,\ n_L)\right]}+$$

$$+\frac{+2\sqrt{\frac{l^3(l+2)(2l-1)}{6(2l+1)(2l+3)^2}}\sqrt{q_1 q_{-1}}\cos(\eta_{l+2}-\eta_l)\,\gamma(kll2,\ ll+2)}{[2l(l+1)-k(k+1)]\left[\left(\frac{(l+1)l}{2l+3}+\frac{4}{2l+1}\right)q_{-1}(l+1,n_L)+\frac{l^2-1}{2l-1}\Lambda_1+\frac{l(l+2)}{2l+3}q_1(l+1,\ n_L)\right]}+$$

$$+\frac{2\sqrt{\frac{(l^2-1)(l+2)l}{(2l-1)(2l+3)}}\sqrt{q_1\Lambda_1}\cos(\eta_{l+2}-\eta_{l-2})\,\gamma(kll+22,\ ll-2)}{[2l(l+1)-k(k+1)]\left[\left(\frac{(l+1)l}{2l+3}+\frac{4}{2l+1}\right)q_{-1}(l+1,n_L)+\frac{l^2-1}{2l-1}\Lambda_1+\frac{l(l+2)}{2l+3}q_1(l+1,n_L)\right]}.$$

Величины: $q(l,\ n_K)$, $q_0(l,\ n_L)$, $q_1(l,\ n_L)$, $q_{-1}(l,\ n_L)$, $V_l$, $B_l^+$, $B_l^-$, $B_l$, $T_l$, $T_m$, $\tau_m$, $\Lambda_0$, $\Lambda_1$, $\lambda$, $\mu_1$, $\gamma_K$, $\gamma_L$, $n_K$, $n_L$, $\cos(\eta_{l+1}-\eta_{l-1})$, $\cos(\eta_l-\eta_{l-2})$, $\cos(\eta_{l+2}-\eta_l)$, $\cos(\eta_{l+2}-\eta_{l-2})$, $\gamma$, $\gamma_1$ в этих формулах обозначают:

$$q(l,\ n_K)=\frac{64\pi}{137}\cdot\frac{[(2l-1)!!]^2 n_K^{2l+6}}{(1+n_K^2)^{2l-1}}\cdot\frac{\left[(l+1)(1+n_K^2)^{l-2}e^{-2n_K\operatorname{arcctg}\frac{n_K}{2}}-V_l\right]^2}{\left(1-e^{-2\pi n_K}\right)\prod\limits_{j=1}^{l}(j^2+n_K^2)},$$

$$q_0(l,n_L)=\frac{2\pi}{137}\cdot\frac{[(2l-1)!!]^2 n_L^{2L+6}}{\left(1+\frac{n_L}{4}\right)^3}\cdot\frac{\left[2(l+1)\dfrac{1+\frac{l+3}{4}n_L^2}{1+\frac{n_L^2}{4}}e^{-2n_L\operatorname{arcctg}\frac{n_L}{2}}-B_l\right]^2}{\left(1-e^{-2\pi n_L}\right)\prod\limits_{j=1}^{l}(j^2+n_L^2)},$$

$$q_1(l,\ n_L)=\frac{9\pi}{2\cdot137}\cdot\frac{[(2l-1)!!]^2 n_L^{2l+8}}{\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)^3}\times$$

$$\times\frac{\left\{\dfrac{3l^2+9l+4+\frac{n_L^2}{4}(2l^3+15l^2+31l+16)}{3\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)}e^{-2n_L\operatorname{arcctg}\frac{n_L}{2}}-B_l^+\right\}^2}{\left(1-e^{-2\pi n_L}\right)\prod\limits_{j=1}^{l+1}(j^2+n_L^2)},$$

$$q_{-1}(l,\ n_L)=\frac{2\pi}{137}\cdot\frac{[(2l-1)!!]^2 n_L^{2l+8}}{\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)^5}\cdot\frac{\left[(l+1)e^{-2n_L\operatorname{arcctg}\frac{n_L}{2}}+B_l^-\right]^2}{\left(1-e^{-2\pi n_L}\right)\prod\limits_{j=1}^{l-1}(j^2+n_L^2)};$$

$$V_{l+1}=\frac{l+2}{l+1}(1+n_k^2)\,V_l+\frac{\prod\limits_{j=1}^{l}(j^2+n_K^2)}{1+n_K^2}\cdot\frac{l\cdot2^{2l+1}}{(2l+2)!};$$

$$B_1 = 0, \quad B_2 = \frac{2}{3}, \quad B_3 = \frac{4}{15}\cdot\frac{6+n_L^2}{1+\frac{n_L^2}{4}}, \ldots;$$

$$B_1^+ = 0, \quad B_2^+ = \frac{2}{3}, \quad B_3^+ = \frac{1}{30}\cdot\frac{68+13n_L^2}{1+\frac{n_L^2}{4}}, \ldots;$$

$$B_1^- = 0, \quad B_2^- = 1, \quad B_3^- = \frac{4}{3}, \ldots;$$

$$T_l = \frac{l+1}{l}\sqrt{\frac{q_1(l, n_L)}{q_{-1}(l, n_L)}}, \quad T_m = \sqrt{\frac{q_0(l+1, n_L)}{\Lambda_0}}, \quad \tau_m = \sqrt{\frac{l+1}{l}\cdot\frac{\mu_1}{\lambda}};$$

$$\mu_1 = \frac{l}{2l+1}\cdot\frac{(1+n_K^2)^2}{16n_K^4}\, q(l+1, n_K);$$

$$\lambda = \frac{l+1}{2l+1}\cdot\frac{\pi}{137}\left[\frac{(2l-1)!!}{(2l-1)!}\right]^2 \frac{\prod\limits_{j=1}^{l-1}(j^2+n_K^2)}{1-e^{-2\pi n_K}}\cdot\frac{n_K^{2l+4}2^{4l+2}}{(1+n_K^2)^{2l+1}};$$

$$\frac{\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)^2}{16n_L^4}\Lambda_0 = \frac{\pi}{137}\left[\frac{(2l-1)!!}{(2l-1)!}\right]^2 \frac{\prod\limits_{j=1}^{l-1}(j^2+n_L^2)}{1-e^{-2\pi n_L}}\cdot\frac{2^{4l-1}n_L^{2l+4}}{\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)^{2l+1}},$$

$$\frac{\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)^2}{16n_L^4}\Lambda_1 = \frac{\pi}{137}\left[\frac{(2l-1)!!}{(2l-3)!}\right]^2 \frac{\prod\limits_{j=1}^{l-2}(j^2+n_L^2)}{1-e^{-2\pi n_L}}\cdot\frac{2^{4l-5}n_L^{2l+6}}{\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)^{2l+1}};$$

$$\cos(\eta_{l+1}-\eta_{l-1}) = \frac{l(l+1)-n_L^2}{\sqrt{[(l+1)^2+n_L^2](l^2+n_L^2)}},$$

$$\cos(\eta_{l+2}-\eta_l) = \frac{(l+1)(l+2)-n_L^2}{\sqrt{[(l+1)^2+n_L^2][(l+2)^2+n_L^2]}},$$

$$\cos(\eta_{l+2}-\eta_{l-2}) = \frac{[(l+1)(l+2)-n_L^2][l(l-1)-n_L^2]-(2l-1)(2l+3)n_L^2}{\{[(l+2)^2+n_L^2][(l+1)^2+n_L^2](l^2+n_L^2)[(l-1)^2+n_L^2]\}^{1/2}},$$

$$\cos(\eta_l-\eta_{l-2}) = \frac{(l-1)l-n_L^2}{\left(l^2+n_L^2\right)^{\frac{1}{2}}\left[(l-1)^2+n_L^2\right]^{\frac{1}{2}}};$$

$$n_K = \frac{Z_{ef}^{(K)}}{137\frac{v}{c}}, \quad n_L = \frac{Z_{ef}^{(L)}}{137\frac{v}{c}}; \quad \gamma_k = \frac{Z_{ef}^{(K)}}{137}, \quad \gamma_L = \frac{Z_{ef}^{(L)}}{137},$$

$$Z_{ef}^{(K)} = Z-\sigma^{(K)}, \quad Z_{ef}^{(L)} = Z-\sigma^{(L)}; \quad \sigma^{(K)} = 0{,}3; \quad \sigma^{(L)} = 4{,}15;$$

$$\gamma(klj_{11}^2, lj_2) = \sqrt{(2j_1+1)(2j_2+1)}\, W(klj_{11}^2, lj_2)\frac{C_{j_10j_20}^{k0}}{C_{l0l0}^{k0}}; \quad \gamma_1 = \gamma-1.$$

---

И. П. СТЕПАНЕНКО и Л. Я. ШАВТВАЛОВ

# ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ $Tb^{160}$ МЕТОДОМ СОВПАДЕНИЙ

Излучение $Tb^{160}$ исследовалось различными авторами как методами поглощения, так и при помощи магнитных спектрометров. Был изучен спектр γ-лучей и определены границы парциальных β-спектров, а также предложены две схемы распада $Tb^{160}$ [1, 2]. Измерения методом совпадений были выполнены при помощи сдвоенного β-спектрометра в работе [3].

Ввиду того что коэффициенты внутренней конверсии для γ-лучей $Tb^{160}$, имеющих энергию больше 85 keV, сравнительно невелики, в работе [3] не удалось при помощи сдвоенного β-спектрометра регистрировать совпадения, создаваемые этими более жесткими γ-лучами и частицами непрерывного β-спектра. При таких измерениях желательно регистрировать γ-лучи не по конверсионным электронам, а по фотоэлектронам [4, 5].

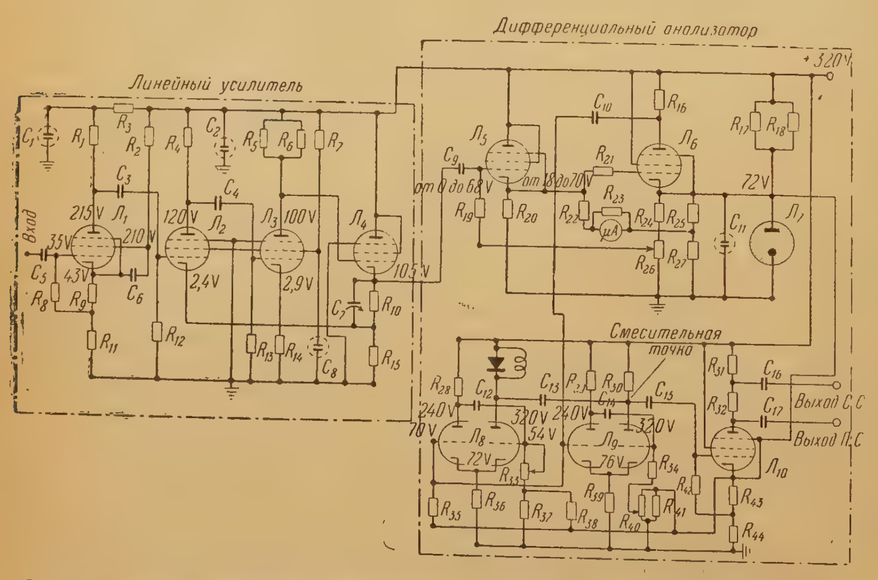



Рис. 1. Схема линейного усилителя и дифференциального анализатора, использованных в люминесцентном γ-спектрометре

Сопротивления: $R_1$, $R_{11}$ — 4 kΩ, $R_3$ — 4,7 kΩ, $R_2$ — 32 kΩ, $R_4$ — $R_7$, $R_{17}$, $R_{18}$, $R_{44}$ — 22 kΩ, $R_8$, $R_{13}$, $R_{19}$ — 300 kΩ, $R_9$ — 220 Ω, $R_{10}$, $R_{28}$, $R_{29}$, $R_{36}$, $R_{39}$ — 12 kΩ, $R_{12}$ — 270 kΩ, $R_{14}$, $R_{15}$ — 120 Ω, $R_{16}$ — 200 Ω, $R_{20}$ — 3 kΩ, $R_{21}$ — 2kΩ, $R_{22}$ — 50 kΩ, $R_{24}$ — 2,5 kΩ $R_{25}$, $R_{31}$ — 500 Ω, $R_{26}$ — 25 kΩ, $R_{27}$ — 20 kΩ, $R_{30}$ — 5,1 kΩ, $R_{32}$ — 1,5 kΩ, $R_{33}$ — 68 kΩ, $R_{34}$ — 220 kΩ, $R_{36}$ — 470 kΩ, $R_{37}$ — 24 kΩ, $R_{38}$ — 8,2 kΩ, $R_{40}$, $R_{41}$ — 100 kΩ, $R_{42}$ — 200 kΩ, $R_{43}$ — 39 kΩ; конденсаторы: $C_1$, $C_2$, $C_8$, $C_{11}$ — 10 μF, $C_3$ — $C_6$, $C_{10}$, $C_{15}$, $C_{17}$ — 0,01 μF, $C_7$ — 10 pF, $C_9$ — 400 pF, $C_{12}$ — $C_{14}$ — 50 pF, $C_{13}$ — 300 pF; лампы Л-1, Л-2, Л-4, Л-6, Л-10 — 6Ж4, Л-3, Л-5 — 6П9, Л-7 — СГ2С, Л-8, Л-9 — 6Н15П

Для того чтобы иметь возможность проводить измерения β — γ- и γ — γ-совпадений в тех случаях, когда коэффициенты внутренней конверсии малы, нами был изготовлен люминесцентный γ-спектрометр с кристаллом NaJ.Tl.

Возможности этого метода сильно ограничиваются плохой разрешающей способностью люминесцентного γ-спектрометра [6—8]. Такие измерения возможны, когда γ-линии достаточно удалены друг от друга по энергии. Схемы линейного усилителя и одноканального дифференциального анализатора, используемых в нашей работе, представлены на рис. 1. Линейный усилитель по двухкаскадной схеме с отрицательной обратной связью имел полосу пропускания, равную 1 MHz и коэффициент усиления 100.

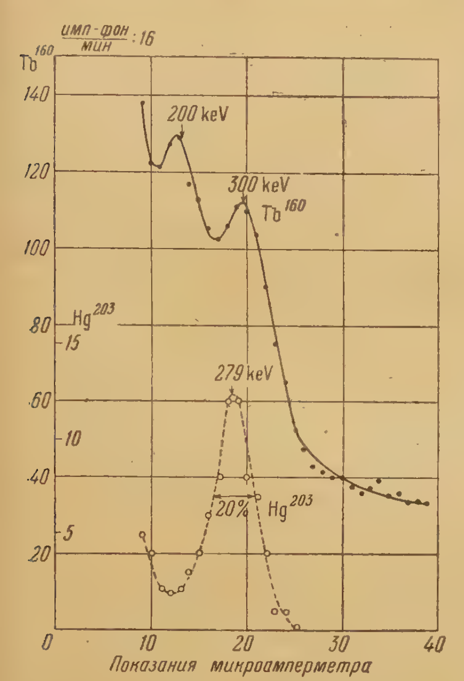



Рис. 2. γ-Спектры $Tb^{160}$ и $Hg^{203}$, полученные при помощи люминесцентного γ-спектрометра

Анализатор состоит из двух дискриминаторов амплитуды на лампах Л-8 и Л-9, выполненных в виде одновибраторов с неизменными уровнями срабатывания, и усилительно-ограничительного каскада на нормально закрытой лампе Л-6, выполняющего функции интегрального анализатора с переменным уровнем ограничения, измеряемым микроам-

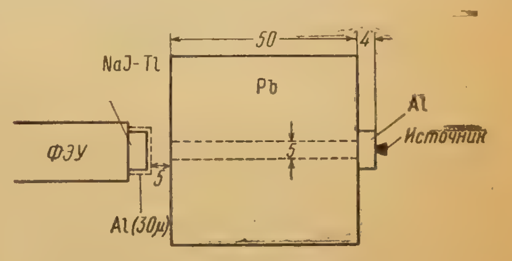



Рис. 3. Схема люминесцентного γ-спектрометра. Размеры даны в мм

перметром. Такое решение, как можно показать, делает ширину канала анализатора более стабильной по отношению к дрейфу характеристик ламп Л-8 и Л-9. Каскад антисовпадений, характерный для анализаторов, в данной схеме отсутствует: его функции выполняет цепочка $C_{13} - R_{30}$.

Градуировочные измерения на люминесцентном γ-спектрометре проводились с препаратом $Hg^{203}$. В результате произведенных измерений и соответствующего отбора фотоэлектронных умножителей нам удалось получить разрешающую способность люминесцентного γ-спектрометра, равную 20 % при энергии γ-лучей 280 keV. На рис. 2 сплошной кривой изображен γ-спектр $Tb^{160}$, пунктирной кривой — γ-спектр $Hg^{203}$. Схема опыта дана на рис. 3. При этих условиях, однако, эффективность люминесцентного γ-спектрометра была недостаточно велика, чтобы можно было изучить β—γ-совпадения. Взяв более толстый кристалл (18 × 22 × 22 мм) и ухудшив условия коллимации, мы смогли сделать люминесцентный γ-спектрометр достаточно светосильным. При этом разрешающая способность ухудшилась. При энергии γ-лучей 280 keV полуширина линий вместо 20 % стала равной 30 %. Фотоэлектронные пики от γ-лучей 200 и 300 keV слились в один. Однако, воспользовавшись γ-спектром $Hg^{203}$, полученным в этих же условиях, можно выбрать рабочую точку так, чтобы регистрировались γ-лучи 300 keV и почти не регистрировались γ-лучи 200 keV. К сожалению, вследствие того, что спектр комптоновских электронов сильно размыт по энергии, примерно половина регистрируемой интенсивности будет относиться к жестким (870 и 960 keV) γ-лучам. Такая оценка была сделана на основании

дополнительных измерений $\gamma$-спектров $Zn^{65}$, $Tb^{160}$ и $Hg^{203}$ (рис. 4). Действительно, из рис. 4 можно заключить, что при показаниях микроамперметра, соответствующих энергии 300 keV, отношение числа импульсов от $\gamma$-лучей $Tb^{160}$ к числу импульсов от $\gamma$-лучей $Zn^{65}$ равно ~1,6

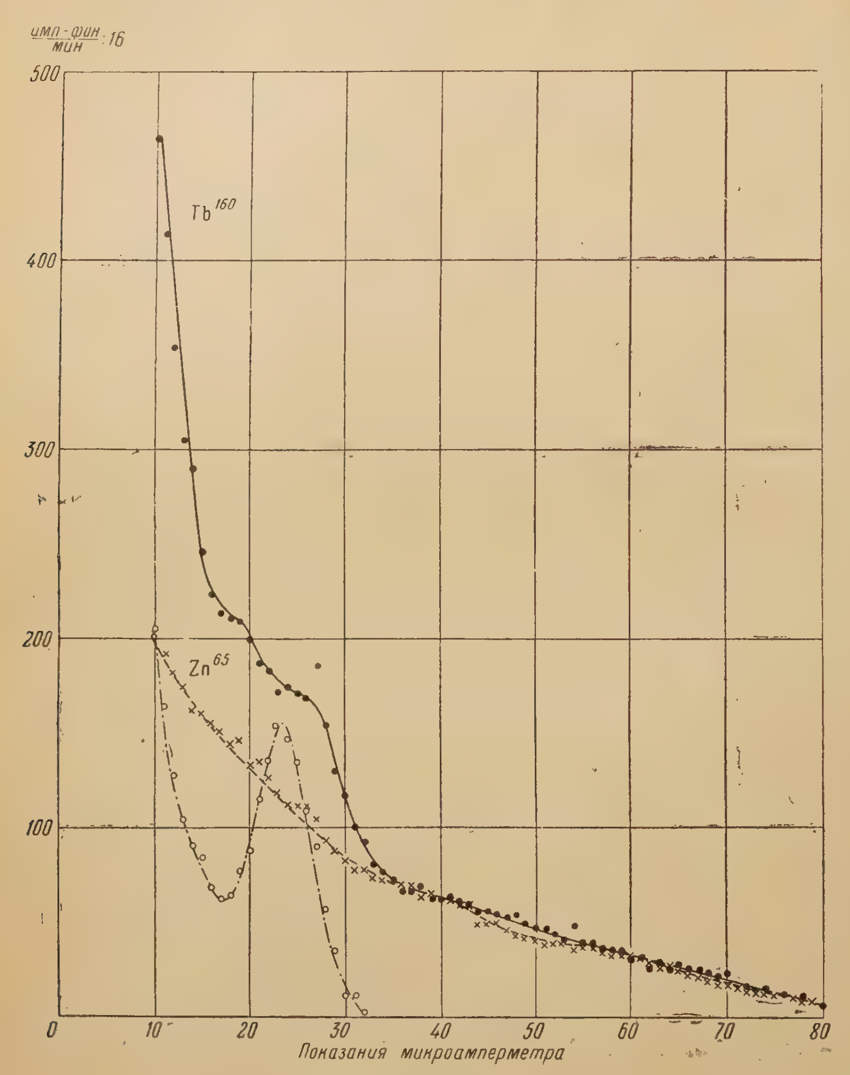



Рис. 4. $\gamma$-Спектры $Tb^{160}$, $Hg^{203}$ и $Zn^{65}$, полученные при помощи люминесцентного $\gamma$-спектрометра в условиях большей светосилы

(спектры $Zn^{65}$ и $Tb^{160}$ совмещены в жесткой области). Так как энергия $\gamma$-лучей $Zn^{65}$ ($E_\gamma = 1{,}118$ MeV) близка к энергии жестких $\gamma$-лучей $Tb^{160}$ ($E_\gamma = 960$ keV и $E_\gamma = 870$ keV), то форма спектра комптоновских электронов от $\gamma$-лучей $Zn^{65}$ должна примерно совпадать с формой спектра от жестких $\gamma$-лучей $Tb^{160}$; поэтому экспериментальная кривая, полученная от $\gamma$-лучей $Zn^{65}$, тождественна кривой от жестких $\gamma$-лучей $Tb^{160}$. Выбрать рабочую точку на спектрометре таким образом, чтобы регистрировались только жесткие $\gamma$-лучи, довольно просто.

Измерения совпадений, создаваемых электронами непрерывного $\beta$-спектра $Tb^{160}$ и жесткими $\gamma$-лучами (870 и 960 keV), мы проводили следующим образом. Электроны непрерывного $\beta$-спектра регистрировались счетчиком Гейгера—Мюллера в $\beta$-спектрометре с магнитной линзой. Жесткие $\gamma$-лучи регистрировались люминесцентным $\gamma$-спектрометром по

комптоновским электронам с энергией 500 keV. Чтобы избежать влияния магнитного поля, созданного линзой β-спектрометра, на фотоэлектронный умножитель, это поле в месте расположения фотоэлектронного

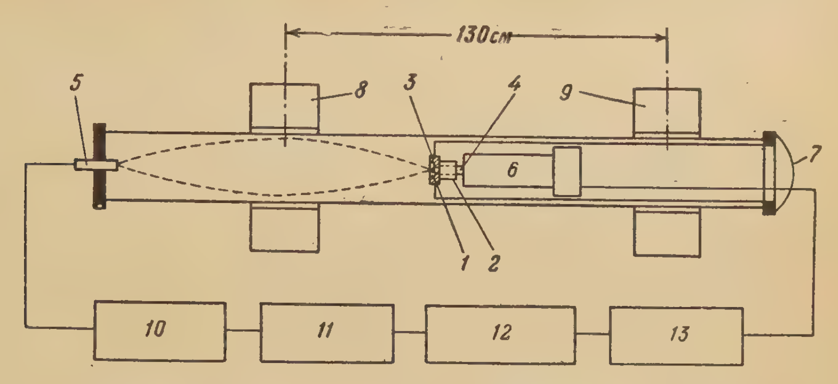



Рис. 5. Схема опытов по β — γ- и γ — γ-совпадениям для $Tb^{160}$: *1* — источник, *2* — свинец, *3* — алюминий, *4* — кристалл NaJ.Tl, *5* — счетчик, *6* — ФЭУ, *7* — светоизоляция, *8* — магнитная линза № 1, *9* — магнитная линза № 2 (компенсационная), *10* — предварительный усилитель, *11* — промежуточный блок, *12* — схема совпадений, *13* — линейный усилитель и дифференциальный анализатор

умножителя компенсировалось при помощи второй линзы, ток в катушке которой пропускался в обратном направлении. На рис. 5 дано расположение вакуумной камеры, магнитных линз и фотоэлектронного умножителя. Импульсы от счетчика Гейгера—Мюллера и люминесцентного γ-спектрометра подавались на схему совпадений с разрешающим временем ~0,4 μсек.

На рис. 6 сплошной кривой изображен β-спектр, коррелирующий с жесткими γ-лучами. На рис. 7 сплошными кривыми дан график Ферми β-спектра, приведенного на рис. 6 в виде сплошной кривой. Из рис. 7 видно, что β-спектр — сложный и состоит из двух компонент с граничными энергиями 550 и 880 keV и примерно равными интенсивностями.

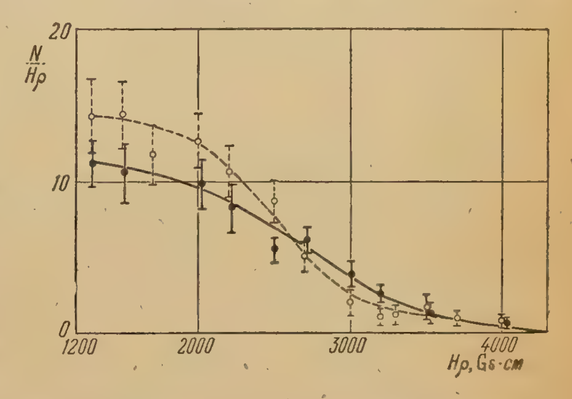



Рис. 6. β-Спектры $Tb^{160}$: сплошная кривая — спектр, коррелирующий с жесткими γ-лучами (870 и 960 keV); пунктирная кривая — спектр, коррелирующий с γ-лучами 300 keV и с более жесткими (870 и 960 keV)

Таким образом, из наших измерений следует, что жесткие γ-лучи $Tb^{160}$ коррелируют примерно поровну с обеими компонентами β-спектра. Такой результат противоречит обеим опубликованным [1, 2] схемам распада.

Затем, используя в люминесцентном γ-спектрометре анализатор в качестве интегрального анализатора (отключив дискриминатор) [9], мы произвели измерения совпадений, создаваемых жесткими γ-лучами и β-частицами. β-Спектр получился таким же, как и при работе с дифференциальным анализатором. Число истинных и случайных совпадений возросло примерно в 4 раза.

При изучении совпадений, создаваемых γ-лучами $Tb^{160}$ с энергией 300 keV и электронами β-распада, люминесцентный γ-спектрометр был на-

строен на энергию γ-лучей, равную ∼300 keV. На рис. 6 в виде пунктирной кривой представлен β-спектр, коррелирующий с γ-лучами 300 keV, а также с более жесткими — 870 и 960 keV. При этих измерениях число истинных совпадений для электронов с $H\rho = 2000$ Gs·см равнялось 25,5 имп час$^{-1}$, а число случайных—33,5 имп час$^{-1}$. На рис. 7 пунктирные кривые представляют график Ферми β-спектра, приведенного на рис. 6 в виде пунктирной кривой. Из этих кривых видно, что β-спектр — сложный и состоит из двух компонент с граничными энергиями 550 и 880 keV. Из сравнения пунктирной и сплошной кривых рис. 6 видно, что γ-лучи 300 keV несколько более коррелируют с мягким β-спектром (верхняя граница 550 keV), чем с жестким. Более определенные и надежные результаты могут быть получены после существенного увеличения разрешающей способности люминесцентного γ-спектрометра. Полученное указание на возможную корреляцию γ-лучей 300 keV с мягким β-спектром (550 keV) также противоречит обеим опубликованным схемам распада.

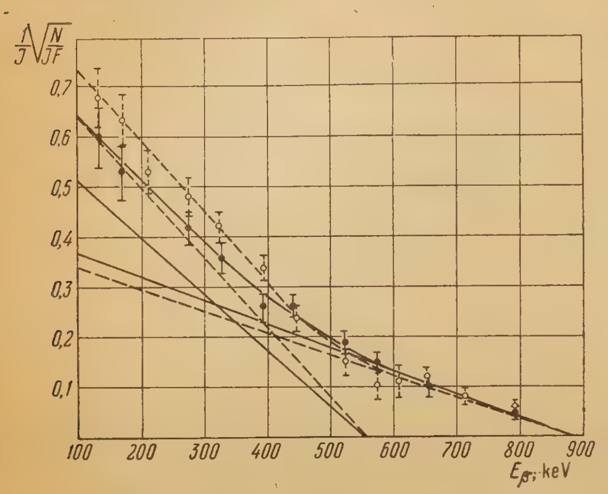



Рис. 7. Графики Ферми и их разложение на компоненты для β-спектров, приведенных на рис. 6

В схеме распада Tb$^{160}$, приведенной Корком [2], имеются γ-лучи с энергиями, близкими 400 keV. Однако автор ничего не говорит об их интенсивности. Из снятых нами γ-спектров Tb$^{160}$ (см. рис. 2 и 4) видно, что интенсивности этих γ-лучей очень невелики. Эти γ-лучи (если они вообще существуют) не могут оказать сколько-нибудь существенного влияния на полученные нами результаты.

Наконец, были изучены совпадения, создаваемые γ-лучами 85 keV и жесткими γ-лучами (870 и 960 keV). При этом γ-лучи 85 keV регистрировались по конверсионным электронам магнитным β-спектрометром, а жесткие γ-лучи — люминесцентным γ-спектрометром. Эти измерения чередовались с контрольными, при которых ток в β-спектрометре устанавливался таким образом, чтобы регистрировались электроны непрерывного β-спектра с энергиями (соответствующая величина $H\rho = 1100$ Gs·см), немного бо́льшими энергии конверсионных электронов.

Рис. 8. Схема распада Tb$^{160}$, предложенная Бурсоном [10] в 1954 г.

Если бы отсутствовала корреляция между γ-лучами 85 keV и же-

стками, число истинных совпадений при контрольных измерениях должно было бы быть примерно таким же, каким оно было при регистрации β-спектрометром конверсионных электронов. Однако опыт показал, что число истинных совпадений в последнем случае увеличивалось в 5—6 раз по сравнению с контрольными измерениями.

Следовательно, существует корреляция γ-лучей 85 keV с жесткими γ-лучами (870 и 960 keV).

Для надежного и полного установления схемы распада необходимо измерить относительные интенсивности γ-лучей и их коэффициенты внутренней конверсии, а также исследовать угловую корреляцию. Кроме этого желательно изучить еще некоторые типы β—γ- и γ—γ-совпадений, которые нам не удалось выполнить из-за недостаточно хорошей разрешающей способности люминесцентного γ-спектрометра.

После того как была закончена эта работа, появилась статья Бурсона, Иордана и Ле Бланка [10], в которой подробно исследовалось излучение $Tb^{160}$ при помощи двух люминесцентных спектрометров, включенных на совпадения, а также при помощи магнитного β-спектрометра. В результате исследования β—γ- и γ—γ-совпадений была предложена новая схема распада $Tb^{160}$ (рис. 8). Полученные нами результаты находятся в согласии с этой схемой распада.

Выражаем глубокую благодарность С. С. Васильеву за постоянный интерес к работе, ценные советы и дискуссии. Выражаем также благодарность за помощь в работе Б. М. Макуни, Ю. Г. Хачатурову и А. С. Кондратьеву и особенно Н. В. Безбородову, выполнившему большую работу по наладке амплитудного анализатора и схемы совпадений.

### Цитированная литература

1. Burson S., Blair K., Saxon D., Phys. Rev., **77**, 403 (1950).
2. Cork J., Branyan C., Butledge W., Stoddard A., Le Blanc J., Phys. Rev., **78**, 304 (1950).
3. Шавтвалов Л., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, *4*, 503 (1953).
4. Brosi A., Ketelle B., Zeldes H., Fairstein E., Phys. Rev., **84**, 586 (1951).
5. Ketelle B., Brosi A., Porter F., Phys. Rev., **90**, 567 (1953).
6. Pringle R., Taylor H., Roulston K., Phys. Rev., **87**, 1016 (1952).
7. Strickler T., Wadey W., Rev. Scient. Instr., **24**, 13 (1953).
8. McIntyre I., Hofstadter R., Phys. Rev., **78**, 617 (1950).
9. Hofstadter R., McIntyre I., Nucleonics, **7**, 32 (1950).
10. Burson S., Jordan W., Le Blanc J., Phys. Rev., **94**, 103 (1954).

ЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Г. М. ДРАБКИН, В. И. ОРЛОВ и Л. И. РУСИНОВ

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНОЙ ИЗОМЕРИИ $Zn^{69*}$, $Se^{79*}$, $Se^{81*}$, $Nb^{95*}$, $Rh^{103*}$ и $Ba^{137*}$

Закономерности распределения ядерных изомеров среди изотопов периодической системы элементов Менделеева связаны с системой энергетических уровней, вытекающей из структуры ядерных оболочек. Эта система уровней применима к основным состояниям ядер, а также к метастабильным состояниям, имеющим относительно малую энергию возбуждения.

В связи с этим представляет интерес изучение мультипольности $\gamma$-излучения изомерных ядер и сопоставление разностей моментов и четностей состояний изомерных ядер с системой уровней, следующей из модели ядерных оболочек. Кроме того, можно произвести сравнение экспериментальных значений времен жизни изомерных ядер с теоретическими значениями, рассчитанными при различных предположениях о структуре ядра.

В данной работе проведено исследование изомерных ядер $Zn^{69*}$, $Se^{79*}$, $Se^{81*}$, $Nb^{95*}$, $Rh^{103*}$ и $Ba^{137*}$.
Определение мультипольности $\gamma$-излучения этих изомеров производилось путем исследования полных и относительных коэффициентов внутренней конверсии электронов. Для ряда изомеров была уточнена схема радиоактивного распада.

## $Zn^{69*}$

По схеме распада, предложенной в работе [1], метастабильные ядра $Zn^{69*}$ переходят с периодом полураспада $T_{1/2} = 13{,}8$ час в основное состояние $Zn^{69}$, из которого с $T_{1/2} = 57$ мин происходит $\beta$-переход в основное состояние $Ga^{69}$.

В настоящей работе при помощи магнитного $\beta$-спектрометра с однородным магнитным полем проводились опыты по подтверждению этой последовательной схемы распада $Zn^{69*}$. Для этого мы проверяли постоянство во времени формы $\beta$-спектра $Zn^{69*}$. В течение 50 час измерений в пределах ошибок опыта форма $\beta$-спектра $Zn^{69}$ не изменялась; при этом подтвердилось наличие двух периодов полураспада — $T_{1/2} = 57$ мин и $T_{1/2} = 13{,}8$ час.

Данные опытов подтверждают, что $\beta$-распад $Zn^{69}$ с $T_{1/2} = 57$ мин соответствует переходу $Zn^{69}$ с основного состояния в $Ga^{69}$, а $\beta$-распад с периодом 13,8 час происходит в результате установления радиоактивного равновесия между метастабильными ядрами $Zn^{69*}$ ($T_{1/2} = 13{,}8$ час) и ядрами $Zn^{69}$ в основном состоянии ($T_{1/2} = 57$ мин).

Переход метастабильных ядер $Zn^{69*}$ в основное состояние сопровождается интенсивным испусканием $\gamma$-квантов, а также конверсионных электронов. Опыты по поглощению этого $\gamma$-излучения в различных фильтрах установили, что энергия $\gamma$-квантов равна $430 \pm 20$ keV.

Изучение $\beta$-спектра и спектра конверсионных электронов $Zn^{69}$ выполнялось при помощи магнитного $\beta$-спектрометра с поперечным магнитным полем. Поверхностная плотность источника составляла $\sim 0{,}6$ мг см$^{-2}$.

Регистрация электронов производилась счетчиком торцового типа с окошком из органической пленки толщиной ~0,1 μ.

Результаты измерения β-спектра $Zn^{69}$ представлены на рис. 1. Граничная энергия, определенная по графику Ферми—Кюри, равна $920 \pm 20$ keV. Энергии конверсионных электронов равны $429 \pm 3$ и $437 + 3$ keV, что соответствует конверсии перехода с энергией $439 \pm 3$ keV на $K$- и $L$-оболочках атомов цинка. Полученное значение энергии согласуется с величиной, определенной из опытов по поглощению γ-излучения.

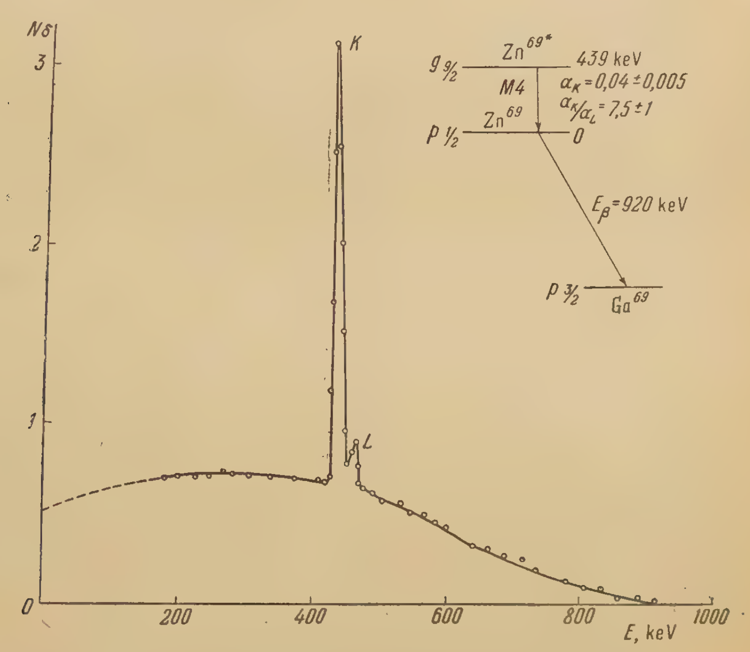



Рис. 1. β-Спектр и схема распада $Zn^{69*}$.

При установлении радиоактивного равновесия между $Zn^{69*}$ и $Zn^{69}$ число электронов β-спектра, испускаемых в единицу времени, равно числу изомерных переходов. Коэффициент внутренней конверсии на $K$-оболочке цинка — $\alpha_K$ — определялся по отношению числа $K$-электронов конверсии к общему числу электронов β-спектра.

В области малых энергий форма β-спектра определялась по графику Ферми — Кюри. В результате мы получили: $\alpha_K = 0{,}04 \pm 0{,}005$, а $\alpha_K/\alpha_L = 7{,}5 \pm 1$.

При $Z = 30$ и $E_\gamma = 439$ keV коэффициенты внутренней конверсии $\alpha_K$ согласно теоретическим расчетам [2] для излучения различной мультипольности соответственно равны: для $E4$ ~0,027, $E5$ ~0,074, $M3$ ~0,018, $M4$ ~0,052, $M5$ ~0,164.

Сравнение опытных и расчетных данных по коэффициентам конверсии показывает, что наилучшее согласие между этими данными получается в случае предположения, что переход $Zn^{69*}$ — типа $M4$. Подтверждением этого заключения служит сопоставление полученного в настоящей работе значения $\alpha_K/\alpha_L = 7{,}5 \pm 1$ с кривой работы [3], согласно которой для $Z = 30$ и $E_\gamma = 439$ keV при переходе типа $M4$ — $\alpha_K/\alpha_L \approx 8$.

Ядра стабильного $Ga^{69}$ находятся в состоянии $p_{3/2}$. β-Спектр $Zn^{69}$ имеет фермиевскую форму, поэтому ядрам $Zn^{69}$ можно приписать состояние $p_{1/2}$. В соответствии с указанной мультипольностью излучения $Zn^{69}$ метастабильным ядрам этого изотопа следует приписать состояние $g_{9/2}$. Схема распада $Zn^{69*}$ представлена на рис. 1.

## $Se^{79*}$

Исследование изомерных переходов ядер $Se^{79*}$ и $Se^{81*}$ представляет интерес в связи с тем, что интерпретация уровней этих изомеров связана с дальнейшим развитием модели ядерных оболочек.

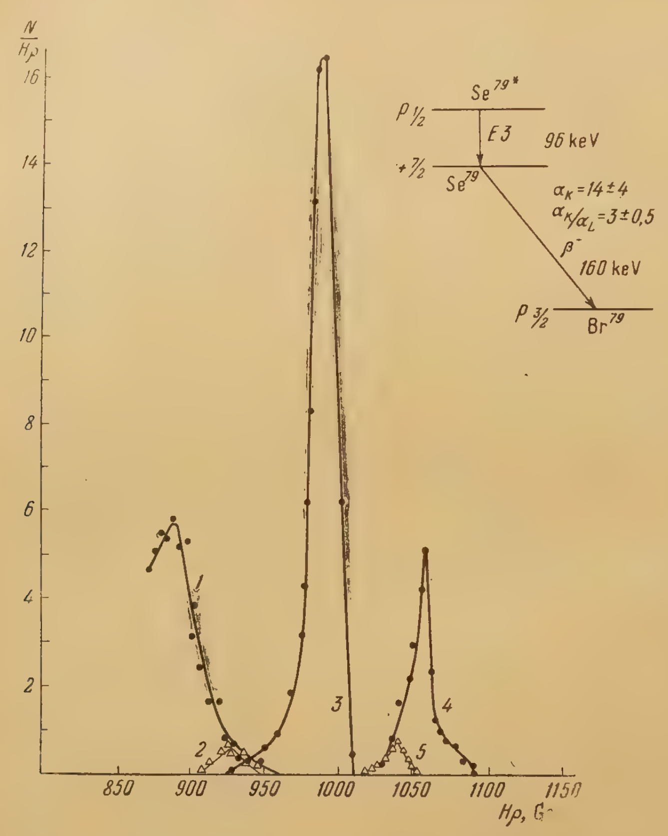



Рис. 2. Спектр конверсионных и фотоэлектронных линий $Se^{79*}$ и $Se^{81*}$: *1* — линия фотоэффекта на *K*-оболочке олова от γ-лучей изомерного перехода $Se^{79*}$ ($E_\gamma$=96 keV), *2* — линия фотоэффекта на *K*-оболочке олова от γ-лучей изомерного перехода $Se^{81*}$ ($E_\gamma$ = 103 keV), *3*, *4* — конверсионные *K*- и *L*-линии изомерного перехода $Se^{79*}$, *5* — конверсионная *K*-линия изомерного перехода $Se^{81*}$. Справа дана схема распада $Se^{79*}$

Метастабильное ядро $Se^{79*}$ переходит с периодом полураспада $T_{1/2} \approx$ $\approx 3{,}9$ мин в $Se^{79}$, который путем β-распада с $T_{1/2} \approx 6{,}5 \cdot 10^4$ лет превращается в стабильный $Br^{79}$ [4].

В наших опытах применялись источники с поверхностной плотностью 0,3 мг см$^{-2}$. Ввиду малого периода полураспада $Se^{79*}$ препарат вводился в камеру β-спектрометра через вакуумный шлюз. Была разработана специальная электронная схема питания электромагнита β-спектрометра, которая давала возможность производить в короткие промежутки времени изменения магнитного поля. Результаты измерения спектра конверсионных электронов $Se^{79*}$ представлены на рис. 2.

Изображенные на этом рисунке максимумы (*3*, *4*) соответствуют энергии *K*- и *L*-конверсионных линий изомерного перехода $Se^{79*}$; энергии этих конверсионных электронов соответственно равны 84±1 и 94±1 keV. Энергия возбуждения метастабильного уровня $Se^{79*}$, в соответствии с

полученными данными, равна $96 \pm 1$ keV. Отношение $\alpha_K/\alpha_L$ для $Se^{79*}$ равно $3 \pm 0{,}5$.

Для определения коэффициента конверсии $\alpha_K$ был использован метод сравнения [5]. При помощи магнитного β-спектрометра в одинаковых экспериментальных условиях определялись отношения интенсивностей $K$-электронов, испускаемых радиоактивными препаратами $Se^{79*}$ и $Se^{81*}$. При этом определении использовалось отличие в периодах полураспада $Se^{79*}$ и $Se^{81*}$ ($T_{1/2}$ $Se^{81*} = 56$ мин).

Для $Se^{81*}$ $\alpha_K$ был определен ранее методом сравнения [5] с изомером $Ag^{109*}$, который находится в радиоактивном равновесии с длиннопериодным $Cd^{109*}$. Определение отношения интенсивностей γ-излучений при изомерных переходах $Se^{79*}$ и $Se^{81*}$ производилось в магнитном спектрометре по фотоэлектронам, выбиваемым из оловянного конвертера. Результаты измерений представлены на рис. 2. Коэффициент внутренней конверсии $Se^{79*}$ — $\alpha_{K_{Se^{79*}}}$ — определялся из выражения:

$$\alpha_{K_{Se^{79*}}} = \alpha_{K_{Se^{81*}}} \frac{K_e}{K_\gamma},$$

где $K_e$ — отношение чисел конверсионных $K$-электронов $Se^{79*}$ и $Se^{81*}$, а $K_\gamma$ — отношение интенсивностей γ-линий, определенных по фотоэлектронным линиям $Se^{79*}$ и $Se^{81*}$ для исследуемого препарата. Согласно [5] $\alpha_{K_{Se^{81*}}} = 7{,}1 \pm 1{,}5$.

Было проведено несколько серий измерений, из которых было получено среднее значение $\alpha_{K_{Se^{79*}}} = 10 \pm 4$.

Рассчитанные путем экстраполяции по данным работы [2] значения $\alpha_K$ для $Se^{79}$ равны: для $E2$ и $M2$ $\alpha_K \sim 0{,}5$, для $E3$ $\alpha_K \sim 7$, для $M3$ $\alpha_K \sim 5$, для $M4$ $\alpha_K \sim 30$.

Из сопоставления этих значений $\alpha_K$ с экспериментальным значением следует, что лучшее согласие получается в случае предположения, что изомерный переход $Se^{79*}$ типа $E3$. Расхождение, возможно, обусловлено неточностью экстраполяции $\alpha_K$ в область энергии $\sim 100$ keV. Для определения мультипольности перехода были также использованы данные по $\alpha_K/\alpha_L$, приведенные в работе [3]. Для $Z = 34$ и $E_\gamma = 96$ keV согласно работе [3] значения $\alpha_K/\alpha_L$ таковы: для $M2$ $\sim 8$, $M3$ $\sim 6$, $M4$ $\sim 3$, $E2$ $\sim 4$, $E3$ $\sim 3$, $E4$ $\sim 1$.

Определенные в настоящей работе для $Se^{79*}$ значения $\alpha_K$ и $\alpha_K/\alpha_L$ могут быть одновременно согласованы с рассчитанными значениями $\alpha_K$ и $\alpha_K/\alpha_L$ при предположении, что изомерный переход в $Se^{79*}$ сопровождается излучением типа $E3$. Основному состоянию ядра $Br^{79}$ следует приписать состояние $p_{3/2}$ [6]. По данным β-распада основному состоянию ядер $Se^{79}$ можно приписать квантовые характеристики $+7/2$. Метастабильные ядра $Se^{79*}$ находятся, в соответствии с полученными данными о мультипольности излучения, в состоянии $p_{1/2}$.

Схема распада $Se^{79*}$ представлена на рис. 2.

## $Se^{81*}$

Период полураспада метастабильных ядер $Se^{81*}$ равен 56 мин. Энергия возбуждения $Se^{81*}$ составляет 103 keV [7]. Нами было показано, что при радиоактивном распаде $Se^{81}$ ($T_{1/2} = 16$ мин) и $Se^{81*}$ ($T_{1/2} = 56$ мин) форма β-спектра в пределах ошибок опыта не меняется в течение нескольких часов. Данное обстоятельство указывает на то, что β-излучение с $T_{1/2} = 16$ мин относится к радиоактивному распаду ядер основного состояния $Se^{81}$. Изомерные ядра $Se^{81*}$ распадаются с $T_{1/2} = 56$ мин по схеме последовательного распада и переходят в основное состояние $Se^{81}$ ($Se^{81*} \xrightarrow{\text{и. п.}} Se^{81} \rightarrow Br^{81}$).

При исследовании $Se^{81*}$ нами было обнаружено $\gamma$-излучение с энергией 100 keV ($T_{1/2} = 56$ мин), возникающее при изомерном переходе.

Определение коэффициента конверсии $Se^{81*}$ — $\alpha_K$ — производилось методом сравнения [5]. В качестве элемента для сравнения был выбран изомер $Ag^{109*}$, находящийся в радиоактивном равновесии с $Cd^{109}$ ($T_{1/2} = 470$ дн).

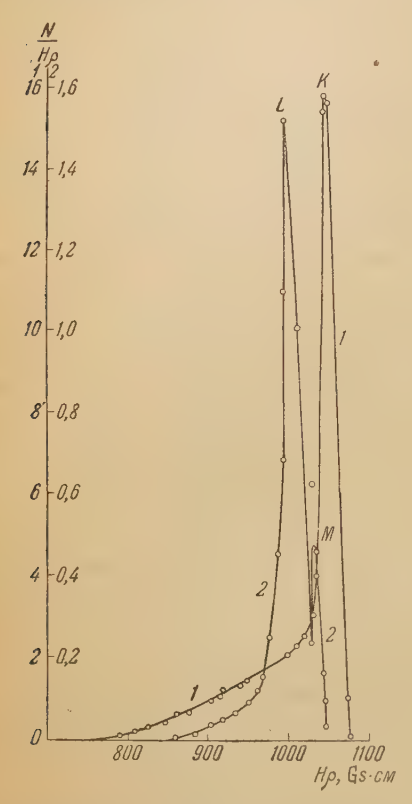



Рис. 3. Спектр $K$-электронов внутренней конверсии $Se^{81*}$ и спектр $L+M$-электронов внутренней конверсии $Ag^{109*}$: *1* — спектр $Se^{81*}$, *2* — спектр $Ag^{109*}$

Рис. 4. Спектр электронов внутренней конверсии $Se^{81*}$ и схема его распада

При помощи магнитного $\beta$-спектрометра в одинаковых экспериментальных условиях определялось отношение числа $K$-электронов внутренней конверсии, испускаемых препаратом $Se^{81*}$, к числу $L+M$-электронов конверсии, испускаемых препаратом $Ag^{109*}$.

На рис. 3 представлены результаты измерений спектров электронов конверсии, испускаемых радиоактивными препаратами $Se^{81*}$ (кривая *1*) и $Ag^{109*}$ (кривая *2*). Коэффициент $\alpha_K$ определялся из соотношения:

$$\alpha_{K_{Se^{81*}}} = \alpha_{(L+M)_{Ag^{109*}}} \frac{K_e}{K_\gamma},$$

где $K_e$ — отношение числа $K$-электронов внутренней конверсии, испускаемых препаратом $Se^{81*}$, к числу $L+M$-электронов внутренней конверсии, испускаемых препаратом $Ag^{109*}$, определенное при помощи магнитного спектрометра в одинаковых условиях эксперимента; $K_\gamma$ — отношение интенсивностей $\gamma$-излучений, соответствующих изомерным превращениям $Se^{81*}$ в $Se^{81}$ и $Ag^{109*}$ в $Ag^{109}$. Для $\alpha_{L+M} Ag^{109*}$ принималось значение, равное $12 \pm 0,5$ [8].

В результате проведенных измерений для коэффициента внутренней конверсии $Se^{81*}$ на $K$-оболочке было получено значение $\alpha_K = 8{,}6 \pm 2{,}4$.

При изучении спектра конверсионных электронов $Se^{81*}$ применялись препараты селена с поверхностной плотностью $\sim 0{,}15$ мг см$^{-2}$. Результаты измерений приведены на рис. 4. Для $\alpha_K/\alpha_L$ получено значение $4{,}0 \pm 0{,}2$. Для $Se^{81*}$ значения $\alpha_K$, рассчитанные по [2] для разных мультипольностей, равны: для $E2$ и $M2$ $\sim 0{,}5$, $E3$ $\sim 6$, $M3$ $\sim 4$, $E4$ $\sim 50$, $M4$ $\sim 30$.

Ввиду отсутствия теоретических расчетов значений $\alpha_K/\alpha_L$ по релятивистским формулам были использованы кривые для $\alpha_K/\alpha_L$, приведенные в работе [3]. По этим кривым для $Z=34$ и $E_\gamma=103$ keV значения $\alpha_K/\alpha_L$ для разных мультипольностей равны: для $M2$ $\sim 8$, $M3$ $\sim 6$, $M4 \sim 3$, $E2$ $\sim 4$, $E3$ $\sim 3$, $E4$ $\sim 1$.

Полученное в настоящей работе значение $\alpha_K$ было усреднено со значениями, полученными в работе [5], и для $\alpha_K$ $Se^{81*}$ получено среднее значение $7{,}1 \pm 1{,}5$.

Полученные значения $\alpha_K$ и $\alpha_K/\alpha_L$ для $Se^{81*}$ могут быть одновременно согласованы с рассчитанными значениями в случае предположения, что тип перехода при изомерном превращении — $E3$.

Основное состояние $Se^{81}$ — $p_{1/2}$. В соответствии с установленным типом перехода изомерных ядер $Se^{81*}$, $E3$, метастабильным ядрам $Se^{81*}$ следует приписать состояние $+7/2$. Схема распада $Se^{81*}$ приведена на рис. 4.

## $Nb^{95*}$

Изомерные ядра $Nb^{95*}$ получались в результате β-распада $Zr^{95}$ ($T_{1/2}=65$ дн). Период полураспада $Nb^{95*}$ составляет 90 час; $\beta^-$-распадом с периодом $T_{1/2} = 35$ дн $Nb^{95}$ превращается в $Mo^{95}$. Распаду $Zr^{95} \rightarrow Nb^{95} \rightarrow Mo^{95}$ соответствует несколько групп γ-лучей и сложный β-спектр [9—12].

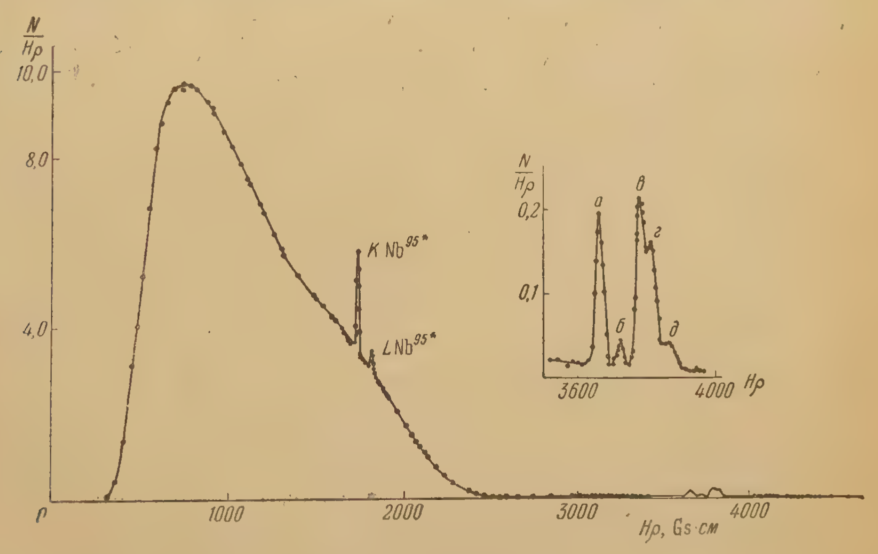



Рис. 5. β-Спектр $Zr^{95*}$

Для изучения изомерного перехода $Nb^{95*}$ необходимо было более детально провести исследование схемы распада $Zr^{95} \rightarrow Nb^{95*} \rightarrow Nb^{95} \rightarrow Mo^{95}$.

При помощи β-спектрометра нами было проведено измерение β-спектра $Zr^{95}$. Для этих измерений использовался радиоактивный препарат $Zr^{95} + Nb^{95}$. Измерения были начаты после наступления радиоактивного равновесия $Zr^{95}$ и $Nb^{95}$ ($T_{1/2} = 90$ час).

Регистрация электронов в β-спектрометре производилась при помощи двух счетчиков, работающих по схеме совпадений. При исследовании β-спектров и конверсионных линий в области малых энергий электроны регистрировались одиночным счетчиком с окошком с поверхностной плот-

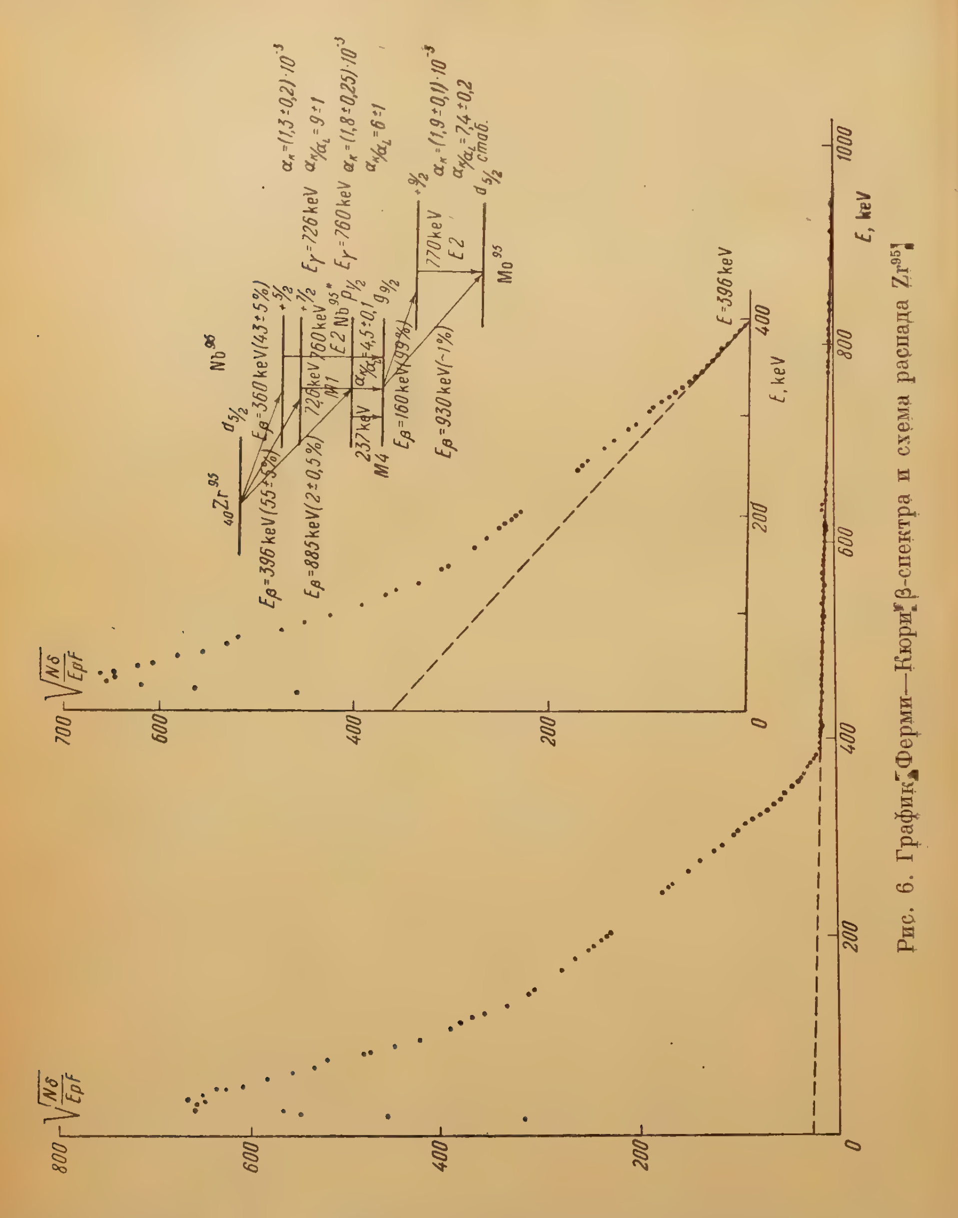



Рис. 6. График Ферми—Кюри β-спектра и схема распада $Zr^{95}$.

ностью ~0,01 мг см$^{-2}$. Поверхностная плотность радиоактивных препаратов $Zr^{95}$ составляла не более 0,1 мг см$^{-2}$.

Результаты измерения спектра конверсионных электронов $Zr^{95}$ приведены на рис. 5. На этом спектре видны *K*- и *L*-конверсионные линии изомерного перехода $Nb^{95*}$ с энергией 237 keV. Кроме того, на кривой β-спектра имеются максимумы *а*, *б*, *в*, *г*, *д*.

Эти конверсионные максимумы следует считать: *а* и *б* — *K*- и *L*-конверсионными линиями $Zr^{95}$ с $E_\gamma = 726 \pm 2$ keV, *в* — *K*-линией $Zr^{95}$ с $E_\gamma = 760 \pm 3$ keV, *г* — *K*-конверсионной линией $Nb^{95}$ с $E_\gamma = 770 \pm 3$ keV, *д* — неразрешенными *L*-конверсионными линиями γ-лучей $Nb^{95}$ с энергией 770 keV и $Zr^{95}$ с энергией 760 keV. Идентификация этих конвер-

сионных линий производилась путем контрольных измерений с источниками с различным содержанием $Zr^{95}$ и $Nb^{95}$.

Из анализа графика Ферми—Кюри этого спектра (рис. 6) получены компоненты β-спектра $Zr^{95}$ с $E_{гр} = 885 \pm 10$, $396 \pm 5$ и $360 \pm 5$ keV, интенсивность которых соответственно составляет $2 \pm 0{,}5$, $55 \pm 5$, $43 \pm 5$ %, а также мягкая компонента β-спектра, относящаяся к $Nb^{95}$.

Данные относительно β-спектра $Zr^{95}$ и энергий γ-линий позволяют построить схему распада $Zr^{95}$, представленную на рис. 6. По отношению числа конверсионных электронов и числа электронов в соответствующих компонентах β-спектра $Zr^{95}$ были установлены полные и относительные коэффициенты внутренней конверсии:

$$E_\gamma = 726 \pm 3 \text{ keV}, \quad \alpha_K = (1{,}3 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3}, \quad \alpha_K / \alpha_L = 9 \pm 1,$$

$$E_\gamma = 760 \pm 3 \text{ keV}, \quad \alpha_K = (1{,}8 \pm 0{,}25)\cdot 10^{-3}, \quad \alpha_K / \alpha_L = 6 \pm 1.$$

Следует отметить, что вследствие совпадения $L$-конверсионных линий γ-лучей $Zr^{95}$ с $E_\gamma = 760$ keV и $Nb^{95}$ с $E_\gamma = 770$ keV $\alpha_K / \alpha_L$ для γ-линии $Zr^{95}$ с энергией 760 keV определялось, исходя из измеренного в настоящей работе отношения $\alpha_K / \alpha_L$ для γ-линии $Nb^{95}$ с энергией 770 keV. Используя данные о $K$- и $L$-конверсионных линиях $Nb^{95}$, которые наблюдаются на спадающей части β-спектра $Zr^{95}$, мы определили $\alpha_K / \alpha_L$ для изомерного перехода $Nb^{95*}$; оно оказалось равным $4{,}5 \pm 0{,}5$.

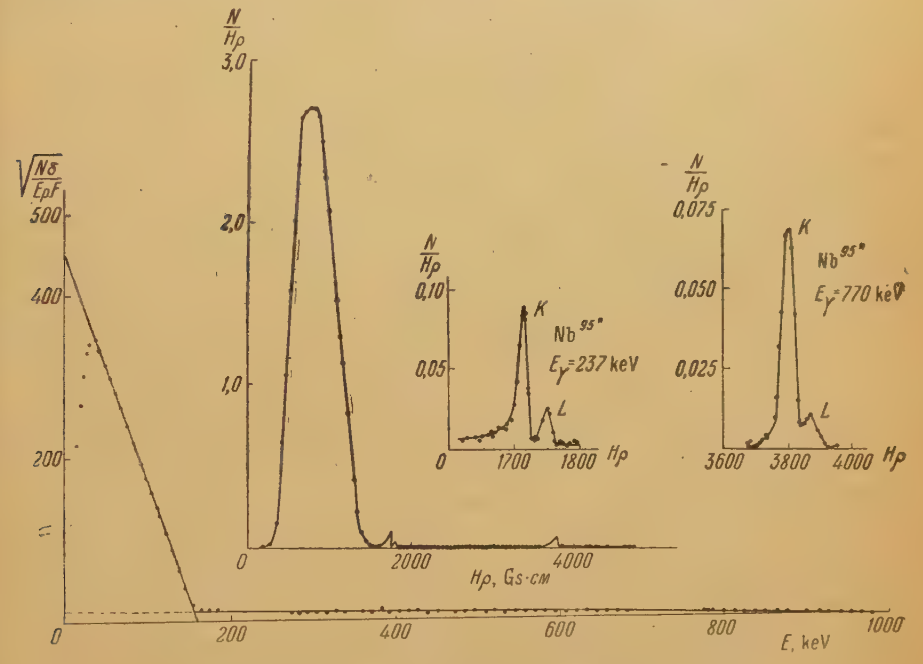



Рис. 7. β-Спектр и график Ферми—Кюри $Nb^{95}$

Для измерения β-спектра $Nb^{95}$ ($T_{1/2} = 35$ дн) был приготовлен радиоактивный препарат $Nb^{95}$, не содержащий $Zr^{95}$. Результаты измерений β-спектра $Nb^{95}$ представлены на рис. 7.

Конверсионные $K$- и $L$-пики, соответствующие γ-лучам с энергией 237 keV, относятся к изомерному переходу $Nb^{95*}$. Интенсивность этих линий уменьшалась с периодом $90 \pm 2$ час. Для этого перехода отношение $\alpha_K / \alpha_L = 4{,}5 \pm 0{,}1$ (этот результат совпадает с полученным ранее, но является более точным).

На рис. 7 видны конверсионные $K$- и $L$-пики, соответствующие $\gamma$-лучам с энергией $770 \pm 2$ keV. Интенсивность этих линий уменьшалась с периодом полураспада примерно в 35 дней, соответствующим распаду $Nb^{95}$.

На рис. 7 дан также график Ферми—Кюри. Из анализа этого графика определяются две компоненты $\beta$-спектра $Nb^{95}$:

$$E_{гр} = 160 \pm 3 \text{ keV} \quad (99 \pm 0{,}5\ \%),$$

$$E_{гр} = 930 \pm 20 \text{ keV} \quad (1 \pm 0{,}5\ \%).$$

Наличие в $\beta$-спектре $Nb^{95}$ жесткой компоненты было подтверждено измерениями, которые были проведены с более интенсивным источником $Nb^{95}$, но с большей поверхностной плотностью. В этих измерениях интенсивность жесткой компоненты увеличивалась. Исходя из полученных данных, мы предлагаем схему распада $Nb^{95} \to Mo^{95}$, представленную на рис. 6. Для $\gamma$-линии $Nb^{95}$ были определены

$$\alpha_K = (1{,}9 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-3}, \quad \alpha_K / \alpha_L = 7{,}4 \pm 0{,}2.$$

Таким образом, в результате проведенного исследования предложена общая схема распада $Zr^{95} \to Nb^{95} \to Mo^{95}$, согласно которой метастабильные ядра $Nb^{95*}$ распадаются путем $\gamma$-перехода на основное состояние $Nb^{95}$.

Для изомерного перехода в $Nb^{95*}$ ($Z = 41$, $E_\gamma = 237$ keV) из кривых работы [3] при предположении различных мультипольностей $\gamma$-перехода следует:

$$\text{для } E3\ \alpha_K / \alpha_L \sim 4{,}15, \quad \text{для } E4\ \alpha_K / \alpha_L \sim 2{,}2,$$

$$\text{для } M3\ \alpha_K / \alpha_L \sim 7{,}3, \quad \text{для } M4\ \alpha_K / \alpha_L \sim 4{,}7.$$

Сопоставляя эти значения с нашими экспериментальными данными, этот переход можно идентифицировать как переход типа $M4$, однако не исключена возможность и типа $E3$. Для выяснения типа перехода при распаде $Nb^{95*}$ по формуле работы [13] мы рассчитали время жизни метастабильного состояния $Nb^{95}$ ($E_\gamma = 237$ keV) относительно испускания $\gamma$-излучения различных мультипольностей. Эти вычисленные результаты были сравнены с экспериментальными временами жизни, полученными с учетом конверсии.

Коэффициенты внутренней конверсии $Nb^{95*}$ для определения времени жизни метастабильного состояния $\tau_{\gamma_{эксп}}$ рассчитывались по таблице в [2].

Результаты расчетов приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Тип перехода | $E3$ | $E4$ | $E5$ | $M3$ | $M4$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $\tau_{\gamma\ теор}$, сек | $2 \cdot 10^{-4}$ | $3{,}6 \cdot 10^{-4}$ | $8{,}7 \cdot 10^{10}$ | 2,2 | $3{,}9 \cdot 10^5$ |
| $\tau_{\gamma\ эксп}$, сек. | $5{,}8 \cdot 10^5$ | $1 \cdot 10^6$ | $3{,}5 \cdot 10^6$ | $5 \cdot 10^5$ | $17 \cdot 10^5$ |

В соответствии со значением $\alpha_K / \alpha_L$ для $Nb^{95*}$ и данными табл. 1 следует, что тип изомерного перехода $Nb^{95*}$ должен быть $M4$.

Используя полученные в настоящей работе значения коэффициентов внутренней конверсии для других $\gamma$-переходов $Nb^{95}$ и $Zr^{95}$ и сравнивая их с теоретически рассчитанными значениями, мы определили мультипольности $\gamma$-линий:

$\gamma$-линия $Zr^{95}$ $E_{\gamma} = 726$ keV — тип перехода — $M1$,

$\gamma$-линия $Zr^{95}$ $E_{\gamma} = 760$ keV — тип перехода — $E2$,

$\gamma$-линия $Nb^{95}$ $E_{\gamma} = 770$ keV — тип перехода — $E2$.

Мультипольности этих $\gamma$-переходов указаны на приведенной на рис. 6 схеме распада $Zr^{95}$ и $Nb^{95}$.

## $Rh^{103*}$

Изомерные ядра $Rh^{103*}$ получались в результате $\beta$-распада $Ru^{103}$ с периодом полураспада $T_{1/2} = 40$ дн. Метастабильные ядра $Rh^{103*}$ с периодом полураспада $T_{1/2} = 57$ мин превращаются в $Rh^{103}$.

Распаду $Ru^{103} \rightarrow Rh^{103}$ соответствует сложный $\beta$-спектр и, по всей вероятности, несколько групп $\gamma$-лучей. Оносительно схемы распада $Ru^{103}$ в литературе имеются не согласующиеся между собой данные [14, 15].

В настоящей работе проведено более детальное исследование распада $Ru^{103}$ в связи с изучением изомерного перехода $Rh^{103*}$.

При помощи магнитного $\beta$-спектрометра измерялся $\beta$-спектр $Ru^{103}$. Поверхностная плотность источника составляла $\sim 0{,}1$ мг см$^{-2}$.

Регистрация электронов производилась при помощи счетчика с окошком, закрытым пленкой, поверхностная плотность которого была не больше $0{,}1$ мг см$^{-2}$.

Результаты измерения представлены на рис. 8.

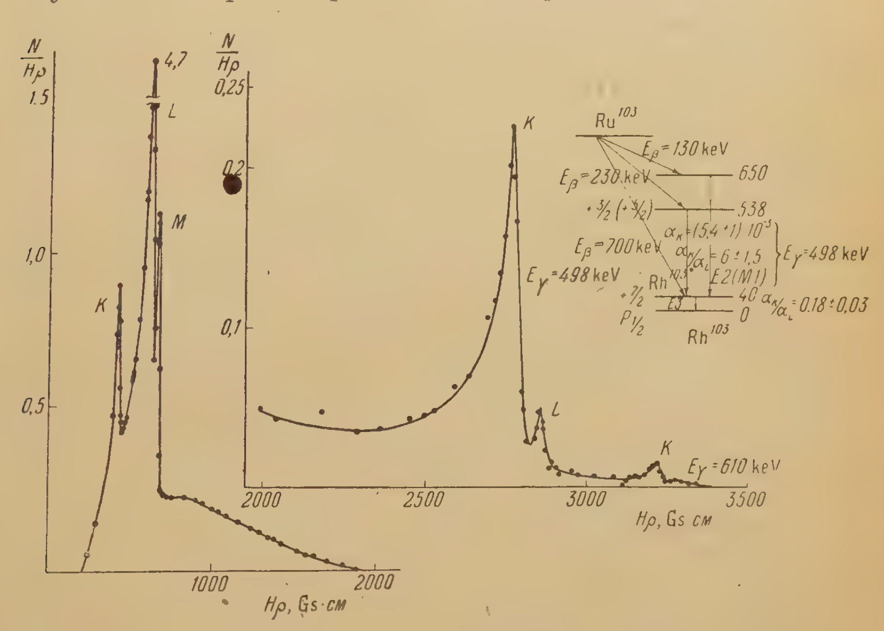



Рис. 8. $\beta$-Спектр и схема распада $Ru^{103}$

На $\beta$-спектре $Ru^{103}$ выделяются три пика — $K$-, $L$- и $M$-конверсионные линии изомерного перехода $Rh^{103*}$ с энергией 40 keV, с отношениями коэффициентов внутренней конверсии $\alpha_K/\alpha_L = 0{,}18 \pm 0{,}03$ и $\alpha_L/\alpha_M = 7 \pm 1$.

Кроме этих конверсионных максимумов были обнаружены $K$- и $L$-конверсионные линии, соответствующие $\gamma$-лучам $Ru^{103}$ с энергией 498 keV. При измерениях с более толстым источником была обнаружена конверсионная линия, соответствующая $E_{\gamma} = 610$ keV (см. рис. 8).

Из анализа графика Ферми — Кюри следует, что $\beta$-спектр $Ru^{103}$ сложный и состоит, повидимому, из трех компонент:

$$E_{гр} = 700 \text{ keV} \quad (5 \pm 1\%)$$

$$\left.\begin{aligned} E_{гр} &= 230 \text{ keV} \\ E_{гр} &= 120 \text{ keV} \end{aligned}\right\} \quad (\sim 95\%)$$

Так как в настоящей работе применялись относительно толстые источники, существование в β-спектре $Ru^{103}$ мягкой компоненты с граничной энергией ~120 keV нельзя считать окончательно доказанным.

Исходя из полученных данных, можно предложить схему распада $Ru^{103}$, представленную на рис. 8. Относительная интенсивность компоненты β-спектра с $E_{гр} = 230$ keV была оценена нами равной $75 \pm 20$ %. На основании приводимой на рис. 8 схемы распада $Ru^{103}$ можно определить коэффициент внутренней электронной конверсии γ-лучей $Ru^{103}$ с энергией 498 keV:

$$\alpha_K = (5{,}4 \pm 1) \cdot 10^{-3} \quad \text{и} \quad \alpha_K / \alpha_L = 6 \pm 1{,}5.$$

Из сопоставления этих данных с теоретическими расчетами следует, что γ-переход $Rh^{103}$ с энергией 498 keV следует считать либо электрическим квадрупольным, либо магнитным дипольным.

Из того, что отношение числа конверсионных электронов, соответствующих изомерному переходу $Rh^{103*}$ и числу β-электронов спектра $Ru^{103}$, равно ~1, следует, что разрядка всех возбужденных ядер $Rh^{103}$ приводит к образованию ядер $Rh^{103*}$ в метастабильном состоянии, которые с периодом полураспада $T_{1/2} = 57$ мин при энергии перехода 40 keV превращаются в ядра стабильного $Rh^{103}$.

В табл. 2 приводятся теоретические значения $\alpha_K / \alpha_L$, полученные путем нерелятивистского расчета [16].

Таблица 2

| Тип перехода.... | E | E3 | E4 | E5 | M4 | M3 | M2 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\alpha_K / \alpha_L$ | 1,8 | 0,18 | 0,038 | 0,0074 | 0,21 | 0,85 | 3,5 |

Из этих данных можно заключить, что тип изомерного перехода $Rh^{103*}$ $E3$, однако не исключена возможность перехода типа $M4$. Для выяснения этой возможности мы произвели сравнение экспериментального времени жизни $\tau_\gamma$ метастабильного состояния $Rh^{103*}$ по отношению к испусканию γ-квантов со значением, рассчитанным по формуле работы [13].

Коэффициенты внутренней конверсии для определения $\tau_{\gamma_{эксп}}$ рассчитывались по данным работы [17]. Результаты сопоставления сведены в табл. 3.

Таблица 3

| Тип перехода.... | E3 | E4 | M4 |
|---|---|---|---|
| $\tau_{\gamma\ эксп}$, сек | $4 \cdot 10^6$ | $1{,}4 \cdot 10^8$ | $4 \cdot 10^8$ |
| $\tau_{\gamma\ теор}$, сек | $4{,}4 \cdot 10^3$ | $2{,}5 \cdot 10^{11}$ | $3 \cdot 10^{12}$ |

Из табл. 3 и данных о конверсии следует, что тип изомерного перехода — $E3$, так как $\tau_{\gamma_{эксп}}$ может быть только больше $\tau_{\gamma_{теор}}$ [13] (исключая переходы $E2$).

## $Ba^{137*}$

Радиоактивный изотоп $Cs^{137}$, испуская β-электроны с периодом полураспада $T_{1/2} = 33$ года, превращается в $Ba^{137}$. В 98 % случаях от общего числа переходов β-распад $Cs^{137}$ приводит к образованию метастабильных ядер $Ba^{137*}$, распадающихся с периодом полураспада $T_{1/2} = 2{,}6$ мин.

На рис. 9 представлен полученный нами* спектр электронов $Cs^{137}$ и $Ba^{137*}$.

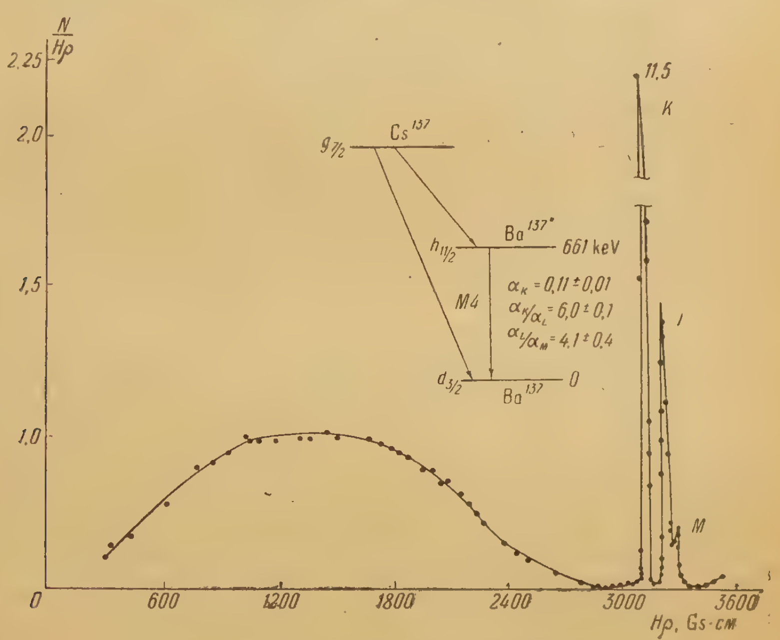



Рис. 9. β-Спектр и схема распада $Cs^{137}$

Непрерывный β-спектр с граничной энергией $540 \pm 10$ keV принадлежит $Cs^{137}$. *K*-, *L*-, *M*-конверсионные линии соответствуют изомерному переходу $Ba^{137*}$ с энергией $661 \pm 2$ keV.

По отношению числа конверсионных электронов и числа β-частиц спектра $Cs^{137}$ был определен коэффициент внутренней конверсии изомерного перехода $Ba^{137*}$: $\alpha_K = 0{,}11 \pm 0{,}01$ и отношения коэффициентов внутренней конверсии:

$$\alpha_K / \alpha_L = 6{,}0 \pm 0{,}1, \quad \alpha_L / \alpha_M = 4{,}1 \pm 0{,}4.$$

По расчетам [2] для $Z = 56$ и $E_\gamma = 661$ keV $\alpha_K$ для разных мультипольностей равно: при $E3$ ~0,0095, $E4$ ~0,025, $M3$ ~0,045, $M4$ ~0,1, $M5$ ~0,25. Отсюда следует, что тип изомерного перехода $Ba^{137*}$ — $M4$.

Экспериментальное значение $\alpha_K / \alpha_L = 6{,}0 \pm 0{,}1$ согласуется со значением $\alpha_K / \alpha_L = 6{,}0$ из кривых работы [3] для перехода типа $M4$. На рис. 9 представлена схема распада $Cs^{137} \to Ba^{137*}$. Состояние стабильного ядра $Ba^{137}$ — $d_{3/2}$; метастабильное состояние $Ba^{137*}$ — $h_{11/2}$.

## Выводы

В результате исследования изомеров с нечетным числом протонов или нейтронов $Zn^{69*}$, $Se^{79*}$, $Se^{81*}$, $Nb^{95*}$, $Rh^{103*}$ и $Ba^{137*}$ были определены мультипольности излучений этих изомеров. Основные характеристики изомерных переходов и данные об уровнях, соответствующих основному и ме-

---

* В исследовании $Ba^{137}$ принимал участие Б. М. Долишнюк.

Таблица 4

**Основные характеристики изомерных переходов и уровней метастабильных ядер $Zn^{69*}$, $Se^{79*}$, $Se^{81*}$, $Nb^{95*}$, $Rh^{103*}$ и $Ba^{137*}$**

| Элемент | Период полураспада | $E_\gamma$, keV | $\alpha_K$ | | $\alpha_K/\alpha_L$ | | Тип перехода | Основное состояние | Метастабильное состояние | $\tau_{\gamma\ эксп}/\tau_{\gamma\ теор}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | эксп. | теор. | эксп. | выч. | | | | |
| $Zn^{69*}$ | 13,8 час | 439 | 0,04±0,005 | 0,05 | 7,5±1,5 | 8 | *M*4 | $p_{1/2}$ | $g_{9/2}$ | ~1 |
| $Se^{79*}$ | 4 мин | 96 | 10 | 7 | 3±0,5 | 3 | *E*3 | $+7/2$ | $p_{1/2}$ | $\sim 10^3$ |
| $Se^{81*}$ | 56 мин | 103 | 7,1±1,5 | 6 | 4±0,1 | 3 | *E*3 | $p_{1/2}$ | $+7/2$ | $\sim 10^3$ |
| $Nb^{95*}$ | 90 час | 237 | — | — | 4,5±0,1 | 4,7 | *M*4 | $g_{9/2}$ | $p_{1/2}$ | ~1 |
| $Rh^{103*}$ | 57 мин | 40 | — | — | 0,18±0,03 | 0,18 | *E*3 | $p_{1/2}$ | $+7/2$ | $\sim 10^3$ |
| $Ba^{137*}$ | 2,6 мин | 661 | 0,11±0,01 | 0,1 | 6±0,1 | 6,0 | *M*4 | $d_{3/2}$ | $h_{11/2}$ | ~1 |

а стабильному состояниям, сведены в табл. 4. Переход изомерных ядер $Zn^{69*}$, $Nb^{95*}$ и $Ba^{137*}$ в основное состояние сопровождается излучением типа *M*4, что согласуется с системой уровней, вытекающей из модели ядерных оболочек.

В ядрах $Se^{79*}$, $Se^{81*}$, $Rh^{103*}$ изомерный переход сопровождается излучением типа *E*3. Для объяснения типа *E*3 перехода у этих изомеров необходимо предположить появление уровня $+7/2$ в четвертой нуклонной оболочке. Можно считать, что этот уровень получается вследствие взаимодействия нескольких нечетных нуклонов, находящихся на *g*-уровне этой нуклонной оболочки.

Следует отметить, что для $Se^{79*}$ основной уровень $+{}^7/_2$, а метастабильный — $p_{1/2}$, а для $Se^{81*}$ основной уровень $p_{1/2}$, а метастабильный — $+{}^7/_2$. Основное состояние $Zn^{69}$ — $p_{1/2}$, а метастабильное — $g_{9/2}$, основное состояние $Nb^{95}$ — $g_{9/2}$, а метастабильное — $p_{1/2}$. Эти данные связаны с характером заполнения уровней по модели ядерных оболочек.

В последнем столбце таблицы дано сопоставление экспериментальных времен жизни по отношению к $\gamma$-излучению (с учетом конверсии) с временами жизни, рассчитанными по одночастичной модели [13].

Для переходов типа *M*4 получается достаточно удовлетворительное согласие; это согласие находится в соответствии с одночастичной моделью радиационных переходов в ядрах.

Для переходов типа *E*3 ($Se^{79*}$, $Se^{81*}$, $Rh^{103*}$) экспериментальные значения времени жизни на два-три порядка больше, чем теоретически вычисленные значения. Можно полагать, что в этих ядрах излучение происходит согласно модели независимых частиц, если иметь в виду допущения, принятые при выводе формул для времени жизни.

Превышение экспериментальных значений времен жизни над теоретическими обусловлено, вероятно, деформациями ядра, которые увеличивают время жизни возбужденных состояний ядер.

Дальнейшее накопление экспериментального материала о превращениях изомерных ядер должно выявить ряд особенностей в структуре ядерных оболочек.

Выражаем благодарность П. А. Забелину и В. И. Шаралапову за помощь в работе.

### Цитированная литература


1. Livingood I., Seaborg C., Phys. Rev., **55**, 457 (1939).
2. Rose M., Goertzel G., Spinrad B., Harr J., Strong P., Phys. Rev., **83**, 79 (1951).
3. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., **83**, 906 (1951).
4. Rutledge W., Cork J., Burson S., Phys. Rev., **86**, 775 (1952).
5. Драбкин Г., Русинов Л., ДАН СССР, **97**, 417 (1954).
6. Goldhaber M., Hill R., Rev. Mod. Phys., **24**, 179 (1952).
7. Bergström I., Thulin S., Phys. Rev., **76**, 1718 (1949).
8. Brunner I., Huber O., Helv. Phys. Acta, **26**, 588 (1953).
9. Долишнюк Б., Драбкин Г., Орлов В., Русинов Л., ДАН СССР, **92**, *6*, 1141 (1953).
10. Шпинель В., ЖЭТФ, **21**, 1370 (1951).
11. Slätis H., Zappa L., Ark. Fys., **5**, 26 (1952).
12. Cork J., Le Blanc J., Stump R., Nester W., Phys. Rev., **86**, 575 (1952).
13. Weisskopf V., Phys., Rev., **83**, 1073 (1951).
14. Kondaiah E., Phys. Rev., **79**, 891 (1950).
15. Cork J., Le Blanc J., Martin D., Nester W., Brice M., Phys. Rev., **90**, 579 (1953).
16. Hebb M., Nelson E., Phys. Rev., **58**, 486 (1940).
17. Lowen I., Tralli N., Phys. Rev., **75**, 529 (1949); Phys. Rev., **76**, 1541 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

И. А. ЯМПОЛЬСКИЙ, О. И. ЛЕЙПУНСКИЙ, М. Я. ГЕН и А. М. ТИХОМИРОВ

# ОБНАРУЖЕНИЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ИЗОМЕРОВ

Обнаружение короткопериодных активностей с длительностью периода полураспада в интервале от микросекунд до долей секунд заключает в себе ряд трудностей. Обнаружение еще более короткопериодных активностей представляет собой в настоящее время вполне разработанную область измерений, основанную на применении методики запаздывающих совпадений. Это методика, однако, становится неприемлемой для активностей, распадающихся за доли миллисекунд или бо́льшие времена, так как в этом случае необходима регистрирующая аппаратура с малым разрешением, что приводит к большому фону случайных совпадений.

Увеличение активности препарата не может улучшить положения дела, так как одновременно растет и фон.

Вследствие этих трудностей лишь очень небольшое число работ посвящено исследованию активностей в этом временно́м интервале. Между тем несомненно, что исследования в этой области могут обнаружить большое число неизвестных активностей. Так, например, известно, что изотопы легких ядер с числом нейтронов, которое на единицу меньше числа протонов, являются неустойчивыми, причем период полураспада быстро убывает с ростом атомного номера. Последний из известных членов этого ряда, $Ti^{43}$, имеет период полураспада 0,58 *сек* [1]. Несомненно, что при наличии соответствующей методики регистрации можно было бы обнаружить следующие более короткопериодные члены этого ряда. В работе [2] были исследованы изотопы некоторых ядер с равным числом протонов и нейтронов, образующихся при реакции (p, n). Были обнаружены новые короткопериодные изотопы с периодами полураспада в несколько десятых долей секунды. Для измерения более коротких периодов аппаратура не была приспособлена.

До последнего времени не было обнаружено ни одного изомера с периодами полураспада в интервале между 0,40 *сек* ($Ta^{182*}$) и $2 \cdot 10^{-5}$ *сек* ($Ta^{181*}$). Этот факт отмечался разными авторами. В работе [3] приводятся расчеты ожидаемых энергий распада изомеров с миллисекундными периодами полураспада. Для мультипольности 3 эта энергия должна быть около 0,8 MeV, т. е. такие изомеры должны быть сравнительно легко обнаружимы. Отсутствие таких изомеров не может быть объяснено современной теорией.

По мнению О. И. Лейпунского, отсутствие сведений о существовании короткопериодных изомеров (в интервале $0,1 \div 10^{-4}$ *сек*) связано, вероятнее всего, с методическими трудностями, а именно — с необходимостью применять для возбуждения ядер мощные импульсные источники, которые до сих пор для этих целей не применялись. Поэтому он предложил начать работу по применению импульсных источников нейтронов, протонов и $\gamma$-квантов для обнаружения короткопериодных изомеров или доказательства их отсутствия.

В настоящем сообщении речь идет о предварительных результатах исследования короткопериодных изомеров при импульсном облучении мишеней нейтронами.

Для этой цели нами был разработан импульсный источник нейтронов с энергией 14 MeV. Источник представляет собой ионную трубку с напряжением 150 kV. Благодаря применению импульсного ионного источника получался импульс дейтонов длительностью 1,3 мсек. Форма импульса — прямоугольная, ток $I = 10$ mA. Дейтронный пучок бомбардировал циркониевую мишень, насыщенную тритием; в результате бомбардировки образовывались нейтроны с энергией $\sim 14$ MeV.

Вещества, исследуемые на возникновение короткопериодных активностей, возникающих в реакции с быстрыми нейтронами, устанавливались непосредственно под мишенью.

Возникающее при облучении нейтронами вещества $\gamma$-излучение регистрировалось при помощи сцинтилляционного счетчика; импульсы от счетчика после усилителя подавались на катодный осциллограф со ждущей разверткой. Ждущая развертка запускалась от специального блока, причем начало запуска развертки было точно синхронизировано с моментом окончания дейтронного импульса.

Для проверки отсутствия рентгеновского послесвечения у трубки на пути дейтронного пучка перед циркониевой мишенью можно было помещать латунную заслонку. Проверка производилась на двухлучевом осциллографе: один луч регистрировал дейтронный пучок, другой — сигналы от сцинтилляционного счетчика. Опыты показали, что непосредственно после прекращения действия дейтронного пучка излучение мгновенно прекращалось.

Измерения, кроме того, показали, что по окончании нейтронного импульса сцинтилляционный счетчик вместе с усилителем не меняет эффективности регистрации $\gamma$-излучения.

Таким образом, производилась регистрация только $\gamma$-излучения, возникающего после облучения вещества нейтронами, и исключалось рентгеновское излучение, связанное с работой трубки, и мгновенное $\gamma$-излучение, возникающее при взаимодействии нейтронов с веществом. Набор разверток катодного осциллографа позволял обнаруживать активности с периодом полураспада в интервале $10^{-4} \div 0{,}1$ сек. Для измерения больших периодов полураспада регистрация проводилась на шлейфном осциллографе.

Когда пучок дейтронов падал на мишень, сцинтилляционный счетчик обнаруживал очень интенсивное послесвечение и в отсутствие исследуемого вещества между мишенью трубки и сцинтилляционным счетчиком.

Судя по величине импульсов, послесвечение являлось не рентгеновским, а более жестким $\gamma$-излучением.

При изменении расстояния между мишенью и регистратором интенсивность послесвечения резко изменялась (возможно, как квадрат расстояния).

Отсюда следует, что источник возникновения $\gamma$-излучения находился в непосредственной близости от мишени или от кристалла. Таким образом, исключалось предположение, что обнаруженное $\gamma$-излучение возникало в результате захвата замедлившихся в толще защиты нейтронов.

При отсутствии специальной облучаемой нейтронами мишени были обнаружены $\gamma$-лучи, испускаемые со следующими периодами полураспада: 1) $0{,}45 \div 1{,}5$ мсек, 2) 5,5 мсек, 3) $27 \div 30$ мсек, 4) 3 — 4 сек.

Все измерения проводились нами с органическими кристаллами на сцинтилляционном счетчике. Когда применялся кристалл NaJ.Tl, то, кроме перечисленных выше периодов, наблюдалось $\gamma$-излучение, интенсивность которого убывала с 12-секундным периодом; эта активность получалась по реакции Na$(n, \alpha)$F с натрием, содержащимся в кристалле. Ни один из элементов, входящих в состав материала ионной трубки и фотоумножителя при помощи $(n, \gamma)$-, $(n, 2n)$-, $(n, p)$-, $(n, \alpha)$- и $(n, pn)$-реакций, не образует изотопов, обладающих такими периодами полураспада.

Активность с периодом 27 мсек могла быть вызвана наличием $B^{12}$ ($T_{1/2} = 27$ мсек, $E_{\beta} = 13{,}43$ MeV); $B^{12}$ мог образоваться в результате реакций $N^{15}(n, \alpha)$ и $C^{12}(n, p)$. При помещении между счетчиком и мишенью веществ, содержащих азот и углерод, не было, однако, обнаружено увеличения интенсивности этого излучения.

Между мишенью и кристаллом фотоумножителя мы помещали Fe, Cu, Al, N, H, Zr и W, однако все эти вещества не вносили никакой существенной разницы в характер послесвечения. До сих пор нам не удалось установить, с какими элементами связаны возникающие излучения.

Энергия излучения грубо определялась при помощи разной дискриминации импульсов, попадающих на триггер.

Из обнаруженных активностей трех типов с периодами $T_{1/2}=27$, 5,5 и $0{,}45 \div 1{,}5$ мсек самым жестким излучением обладала наиболее короткопериодная, а самым мягким — длиннопериодная.

По смещению дискриминатора, проградуированного при помощи $\gamma$-излучения $Au^{198}$, $Co^{60}$ и $Na^{24}$, можно предположить, что наиболее короткопериодная активность испускала $\gamma$-лучи с энергией $\sim 2{,}5$ MeV.

Мы полагаем, что обнаруженное $\gamma$-излучение не может быть приписано какому-либо известному радиоактивному изотопу, а является излучением новых короткопериодных изомеров, возникающих при неупругом взаимодействии нейтронов с энергией 14 MeV с каким-либо элементом.

Возможно, что именно образованием изомеров можно объяснить наблюдавшееся разными авторами и не нашедшее объяснения ранее короткопериодное $\gamma$-излучение. Так, в работе Бралея [4], выполненной с импульсным источником нейтронов Be + d ($E_d = 11$ MeV), был обнаружен короткопериодный фон с периодом полураспада в несколько десятых долей миллисекунды. В другой работе [5], выполненной с нейтронами, получаемыми по реакции Li + d ($E_d = 0{,}9$ MeV, $E_n \sim 14$ MeV), было обнаружено $\gamma$-излучение с периодом 25 — 35 мсек. Интересно отметить, что в этой же работе, когда мишень была не литиевая, а борная (т. е. энергия нейтронов была небольшой), короткопериодный фон отсутствовал.

Для выяснения характеристик полученных изомеров и характеристик реакций, приводящих к их получению, в настоящее время ведутся работы.

Кроме указанных ранее элементов, нами были исследованы свинец и висмут. В работе Кемпбелла [6] был обнаружен короткопериодный изомер $Pb^{207*}$ с периодом полураспада 0,9 сек. Этот изомер получался при облучении свинца на реакторе медленными нейтронами по реакции $Pb^{208}(n, \gamma) Pb^{207*}$. В дальнейшем, в работе [7] было показано, что период $Pb^{207*}$ был равен 0,82 сек. Мы обнаружили наличие короткопериодного излучения из свинца, облученного нейтронами с энергией 14 MeV, с периодом 0,83 сек.

По известной энергии излучения $Pb^{207*}$ (1,07 и 0,56 MeV) наша установка была повторно проградуирована для определения энергии короткопериодного $\gamma$-излучения. Для этой цели мы измеряли число импульсов на экране осциллографа без поглотителя и с алюминиевыми поглотителями различной толщины. В качестве монитора применялась токовая ионизационная камера, измеряющая ток, создаваемый $\alpha$-частицами из тритиевой мишени.

Далее мы обнаружили, что при помещении между мишенью и фотоумножителем висмута возникает излучение с периодом 2,3 — 2,4 мсек. Энергия этого $\gamma$-излучения, определенная по поглощению в алюминии, равна приблизительно 2,5 MeV.

Возникает вопрос, какому изотопу должно быть приписано обнаруженное излучение висмута?

Как известно, существует один устойчивый изотоп $Bi^{209}$. В настоящее время известны все изотопы висмута от $Bi^{197}$ до $Bi^{214}$, кроме $Bi^{208}$, который до сих пор не был обнаружен. В таблицах Сиборга [8] есть упоминание о том, что этот изотоп обладает коротким периодом (по частному сообщению Неймана и Перлманна). Однако в дальнейшем авторы отказались от этого сообщения. Есть основания предполагать, что $Bi^{208}$ должен обладать большим периодом полураспада [9] (спин $Bi^{208} J = 5$, спин $Pb^{208} J = 0$). Рассматривая взаимодействие нейтронов с энергией 14 MeV с ядром Bi или Pb, можно ограничиться рассмотрением реакций (n, 2n) и (n, n′).

Согласно статистической теории ядра [10]

$$\sigma_{n,\,2n} = \sigma_i\,[1 - (1 + \Delta E\,/\,T)\,e^{-\Delta E\,/\,T}],$$

где $\sigma_i$ — сечение неупругого взаимодействия, $\Delta E$ — разность энергии нейтрона и энергии связи, $T$ — температура ядра.

Согласно данным работы [11] температура ядра Bi при взаимодействии с нейтронами с энергией 14 MeV оказывается $\sim$0,95 MeV. Принимая $\Delta E = 7{,}5$ MeV [12], получаем, что для Bi $\sigma_{n,\,2n} \approx \sigma_i \approx \pi R^2$.

Это совпадает с результатами измерений Кларка [13], который сравнивал для ряда элементов экспериментальное значение $\sigma_{n,\,2n}$ с вычисленным по статистической теории. Таким образом, нужно предположить, что при реакции с быстрыми нейтронами образуется Bi с массовым числом 208. Обнаруженное излучение не может быть, однако, приписано $\beta$-распаду $Bi^{208}$, так как этот переход является сильно запрещенным ($\Delta J = 5$) и при столь большой константе распада энергия распада должна быть очень большой. Мы считаем, что обнаруженное $\gamma$-излучение возникло в результате изомерного перехода $Bi^{208*}$, образующегося в возбужденном состоянии. Это тем более вероятно, что у $Bi^{208}$ число нейтронов на единицу меньше «магического» (125 нейтронов) (точно так же, как и у $Pb^{207}$).

В работе [7] изомер $Pb^{207*}$ получался по реакции (n, n′) с нейтронами d + Be-источника (с $E_d = 0{,}9$ MeV). В этой работе авторы получили, что сечение образования $Pb^{207*}$ равно $1{,}5 \cdot 10^{-26}$ см$^2$, т. е. если принять, что сечение неупругого взаимодействия равно $2{,}7 \cdot 10^{-24}$ см$^2$, то только 5 % ядер, участвовавших в реакции, образуются в изомерном состоянии.

Мы сделали попытку оценить сечение образования изомеров $Pb^{207*}$ и $Bi^{208*}$ при реакции (n, 2n) с нейтронами с энергией 14 MeV.

Оценка была приближенной, так как ряд факторов (абсолютная эффективность регистрации, энергия измерения) известны недостаточно точно. Оказывается, что выход изомерного состояния близок к единице, т. е. каждое образующееся в результате реакции (n, 2n) ядро $Pb^{207}$ или $Bi^{208}$ находится в изомерном состоянии. При реакции (n, n′) с более медленными нейтронами вероятность образования изомерного ядра значительно меньше.

При взаимодействии быстрых нейтронов с ядром возможно привнесение орбитального момента, пропорционального $l \leqslant R/\lambda\!\!\!^{-}$, где $R$ — радиус ядра, $\lambda\!\!\!^{-}$ — длина волны нейтрона. Для Bi и Pb и нейтронов с энергией 14 MeV $R\,/\,\lambda\!\!\!^{-} > 7$. Если происходит реакция (n, 2n), то 7—8 MeV энергии, привнесенной нейтроном, расходуются на удаление второго нейтрона из ядра.

Распределение энергии нейтронов, испаряющихся из ядра Pb или Bi, является максвелловским с максимумом энергии около 1,5 — 2 MeV [11, 14]. Таким образом, при реакции (n, 2n) орбитальный момент, который может быть унесен из ядра двумя сравнительно медленными нейтронами, как правило, меньше момента, привнесенного внутрь ядра.

Поэтому ядро, остающееся после испарения обоих нейтронов, имеет большую вероятность оказаться в состоянии с избыточным угловым мо-

ментом по отношению к основному состоянию, т. е. в результате реакции (n, 2n) ядра с большой вероятностью образуются в изомерном состоянии. Это предположение может объяснить следующее обстоятельство: $Mo^{91}$, полученной по реакции $Mo^{92}$ (γ, n) [15], распадается с двумя периодами: 16 мин ($E_\beta = 3{,}3$ MeV) и 75-сек ($E_\beta = 3{,}0$ MeV). Согласно схеме уровней [15] 16-минутная активность вызвана распадом изомера $Mo^{91*}$. Изучение реакции $Mo^{92}$(n, 2n)$Mo^{91}$ [16] на нейтронах с энергией до 18 MeV показало, что при таких энергиях излучение с коротким периодом отсутствует, т. е. в случае молибдена при реакциях (n, 2n) ядра образуются преимущественно в изомерном состоянии. Отметим, что и в $Mo^{91}$ число нейтронов на единицу меньше магического.

### Цитированная литература


1. Schalberg A. a. oth., Rev. Sci. Instr., **19**, 459 (1948).
2. Martin W., Brackon S., Canad. J. Phys., **30**, 643 (1952).
3. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., **83**, 906 (1951).
4. Bralley I. a. oth., Phys. Rev., **83** 990 (1951).
5. Jelley I., Paul E., Proc. Cambr. Phil. Soc., **44**, 133 (1948).
6. Campball, Phys. Rev., **78**, 640 (1950).
7. Vendries G., Ann. de Phys., **7**, 656 (1952).
8. Seaborg G., Rev. Mod. Phys., **20**, 85 (1948).
9. Pryse M., Proc. Phys. Soc., **A65**, 773 (1952).
10. Вейскопф В., Статистическая теория ядерных реакций.— ИЛ, М., 1952.
11. Graves E., Rosen L., Phys. Rev., **89**, 343 (1953).
12. Kansey B., Bartholomev G., Walker W., Phys. Rev., **82**, 380 (1951).
13. Clarke P., Canad. J. Phys., **31**, 267 (1953).
14. Whitmore B., Dennis G., Phys. Rev., **84**, 296 (1951).
15. Katz R. a. oth., Canad. J. Phys., **31**, *2*, 250 (1953).
16. Brolley J., Phys. Rev., **89**, 876 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Э. Е. БЕРЛОВИЧ

# ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕКОТОРЫХ ЯДЕР

## Введение

Диапазон времен жизни возбужденных состояний ядер весьма широк и простирается от крайне малых величин порядка $10^{-18}$—$10^{-17}$ сек (например для уровней, образующихся при радиационном захвате нейтронов) до нескольких лет. Долгопериодные состояния ядер принято называть метастабильными, причем в качестве таковых принимаются состояния, время жизни которых поддается измерению. Нижний предел измеримых времен, однако, постоянно снижается, что свидетельствует об отсутствии принципиального различия между обычными ядерными состояниями и метастабильными (или изомерными).

В настоящее время удается измерять времена жизни порядка $10^{-10}$—$10^{-9}$ сек и оценивать еще меньшие времена. Для измерения таких времен применяются схемы совпадений с малым временем разрешения, позволяющие вводить переменную задержку в ветвь любого из совпадающих импульсов [1—7].

Ниже описывается одна из подобных схем, наиболее близкая к схеме работы [6] и осуществленная нами, и приводятся некоторые результаты измерений периодов полураспада возбужденных состояний ядер в интервале $10^{-10} \div 10^{-8}$ сек.

## Описание экспериментальной установки

Блок-схема экспериментального устройства с наиболее существенными деталями изображена на рис. 1. Отрицательные импульсы от анодов двух фотоэлектронных умножителей (*Ф*1 и *Ф*2) через разделительные емкости попадают на сетки ограничивающих пентодов $Л_1$ и $Л_2$ (6Ж1П) и, запирая их, вызывают появление на их анодах стандартных по амплитуде импульсов положительной полярности. Эти импульсы поступают на противоположные концы линии переменной задержки, представляющей реохорд, намотанный из медного проводника на латунный цилиндр по спиралеобразной канавке. Провод реохорда уложен на полистироловые столбики, укрепленные вдоль канавки через равные интервалы. Весь цилиндр реохорда при помощи штурвала и червячной пары может вращаться, передвигая каретку, находящуюся в сцеплении со спиралеобразной канавкой цилиндра; в каретке размещены все элементы схемы, обведенные на рисунке пунктиром. Вместе с кареткой перемещается и движок реохорда, осуществляющий скользящий контакт с центральным проводником. К движку реохорда присоединен короткозамкнутый формирующий кабель *К*, удвоенная длина которого представляет собой величину, существенно определяющую разрешающее время схемы совпадений. Сформированные кабелем *К* импульсы длительностью $2t'$ сек (где $t'$ — время прохождения импульса по кабелю в одном направлении) поступают через германиевый диод *Д* на усилительную лампу $Л_3$ и катодный повторитель $Л_4$. Пользуясь нелинейностью характеристики диода, можно при

помощи потенциометра $R_5$ установить потенциал его запирания таким, чтобы после диода одиночные импульсы от каждого из фотоумножителей были малыми по сравнению с совпадающими от обоих фотоумножителей импульсами. Этим способом можно получить коэффициент отбора схемы двойных совпадений равным 4—5. Таким образом, при помощи скользящего контакта реохорда мы ищем то место на нем, где происходит совпадение импульсов от двух фотоумножителей. Если импульсы в обоих фотоумножителях возникают одновременно, то совпадение происходит в средней части провода реохорда (в этой точке возникает импульс удвоенной амплитуды). В случае, если импульсы в двух фотоумножителях разделены некоторым интервалом времени, так что в первом из них импульс возникает ранее, то, чтобы скомпенсировать время запаздывания импульса во втором фотоумножителе, необходимо ввести добавочную задержку в ветвь импульса от первого фотоумножителя, увеличив в ней длину отрезка провода реохорда передвижением скользящего контакта.

После лампы $Л_4$ импульсы попадают на усилитель $У_2$ и дискриминатор $Д_2$, при помощи которого можно ограничить одиночные импульсы, прошедшие через емкость диода $Д$.

От последних эмиттеров фотоумножителей положительные импульсы по кабелям $К_1$ и $К_2$ поступают на усилители $У_1$ и $У_3$ и далее на дискриминаторы $Д_1$ и $Д_3$. Импульсы от всех трех дискриминаторов ($Д_1$, $Д_2$ и $Д_3$) поступают в схему тройных совпадений и затем на пересчетное устройство и механический счетчик.

Наличие схемы тройных совпадений дает ряд преимуществ, повышая надежность работы схемы и увеличивая эффективность счета совпадений. Дело в том, что для увеличения эффективности счета совпадений следует дискриминацию диода $Д$ устанавливать минимальной. Это существенно для учета совпадений от слабых импульсов, которые могут не запереть полностью лампу $Л_1$ (или $Л_2$). Но в таком случае сильный одиночный импульс может быть зарегистрирован как двойной. При наличии же схемы тройных совпадений такая возможность исключается. Кроме того, при помощи дискриминаторов $Д_1$ и $Д_3$ можно отрезать существенную часть шумовых импульсов фотоумножителей, которые могли бы дать случайные совпадения. Это существенно, ибо описанная схема работает при весьма высоком напряжении на фотоумножителях (1700 ÷ 2200 V). Последнее требование обусловлено двумя причинами: а) необходимостью обеспечения большой амплитуды импульсов (в несколько вольт), достаточной для запирания ограничивающих пентодов, и б) необходимостью уменьшения временных флюктуаций фронта импульсов в фотоумножителе, что важно для уменьшения разрешающего времени схемы двойных совпадений.

Особенность описанной схемы совпадений состоит в том, что она работает на узкой, начальной части фронта импульса. Весь импульс, обусловленный вспышкой света в фосфо́ре, расположенном перед фотокатодом умножителя, имеет длительность, соответствующую времени высвечивания фосфо́ра и происходящего при этом вырывания электронов из фотокатода. Однако при большом усилении фотоэлектронного умножителя лампа $Л_1$ (или $Л_2$) может оказаться запертой уже на первой стадии развития вспышки и, таким образом, остальная часть импульса ею не будет восприниматься (лампа будет отпираться с постоянной времени порядка $10^{-7}$ сек). В принципе при хорошем усилении фотоумножителя ограничивающие лампы могут запереться уже от первого электрона, вырванного из фотокатода. Тем не менее естественно, что при меньшем времени высвечивания фосфо́ра достижимое время разрешения схемы совпадений будет меньшим, ибо и первый электрон будет в этом случае вырван раньше. Связь между обеими величинами подробно рассмотрена в работе [8].

Настройка схемы требует отбора фотоумножителей (мы использовали

фотоумножители типа ФЭУ-19), подбора делителей напряжения к ним, отбора германиевых диодов и ограничивающих пентодов. Параметры схемы быстрых совпадений, а также данные примененных усилителей показаны на рис. 1.

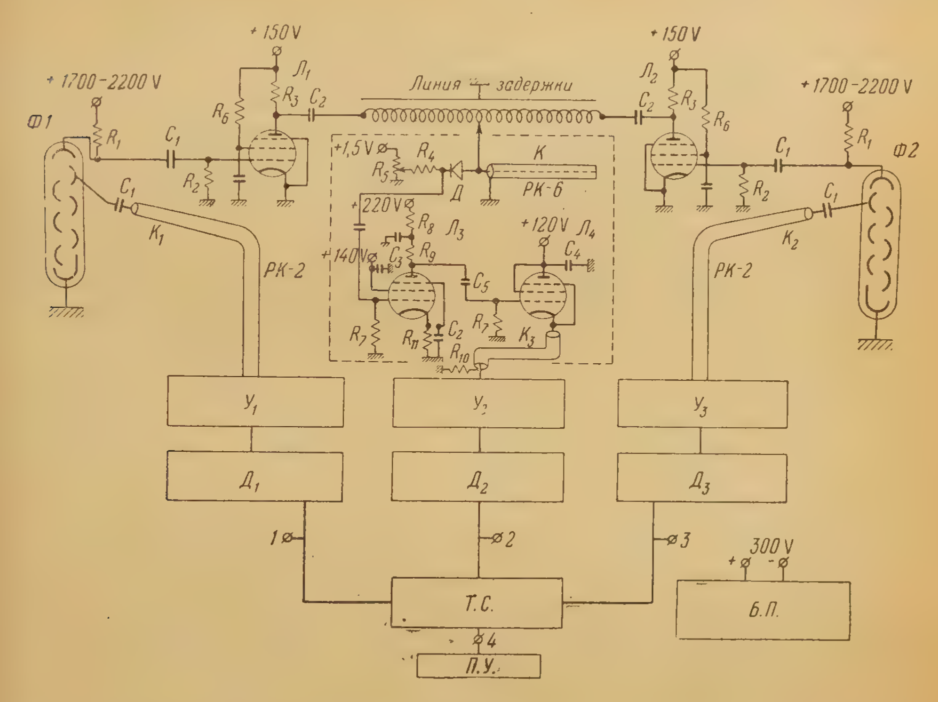



Рис. 1. Блок-схема экспериментального устройства (часть схемы, обведенная пунктиром, находится в каретке линии задержки): *Ф1*, *Ф2*—фотоэлектронные умножители, $Л_1 \div Л_4$— лампы 6Ж1П, *К* — короткозамкнутый формирующий кабель, $К_1$, $К_2$, $К_3$ — кабели, *Д*—германиевый диод, $Д_1$, $Д_2$, $Д_3$ — дискриминаторы, $У_1$, $У_3$ — усилители ($K = 4000$, полоса $\sim$3,5 MHz), $У_2$ — усилитель ($K = 6000$, полоса $\sim$3,5 MHz), *Т.С.* — схема тройных совпадений ($\tau \sim 0{,}3$ μсек), *П.У.* — пересчетное устройство, *Б.П.* — блок питания: $R_1$ — 8,2 kΩ, $R_2$ — 200 kΩ, $R_3$ — 100 Ω, $R_4$ — 3 kΩ, $R_5$ — $R_6$ — 33 kΩ, $R_7$ — 1 MΩ, $R_8$ — 5 kΩ, $R_9$ — 10 kΩ, $R_{10}$ — 100 Ω, $R_{11}$ — 500 Ω; $C_1$ — $C_2$ — 0,01 μF, $C_3$ — 1 μF, $C_4$ — 2 μF, $C_5$ — 2,5 μF

Делители напряжения к фотоэлектронным умножителям характеризуются следующими примерными данными (нумерация сопротивлений начинается от фотокатода):

$$\frac{r_1}{r_{4-11}} = 3{,}5; \quad \frac{r_2}{r_{4-11}} = 3{,}2; \quad \frac{r_3}{r_{4-11}} = 0{,}2; \quad \frac{r_{12-14}}{r_{4-11}} = 2; \quad \frac{r_{15}}{r_{4-11}} = 2{,}5.$$

Необходимость резкого уменьшения третьего сопротивления связана с конструктивными особенностями фотоумножителей.

Схема не требует широкополосных усилителей, применяемых обычно в схемах с малыми временами разрешения.

## Измерение времен жизни возбужденных состояний ядер

В тех случаях, когда возбужденное состояние ядра образовано в результате α- или β-распада, или после предшествующего радиационного перехода на данный уровень, или путем перехода с передачей энергии электрону оболочки атома (внутренняя конверсия), время жизни иссле-

дуемого уровня может быть определено измерением соответственно числа $\alpha-\gamma$-, $\beta-\gamma$-, $\gamma-\gamma$- или $e^{-}-\gamma$-совпадений в функции времени задержки, введенной в одну из ветвей схемы совпадений. Если изучаемое

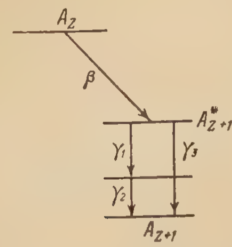


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая формулу (1)

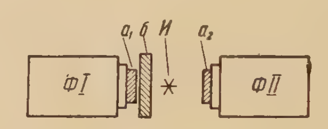


Рис. 3. Схема расположения источника и детекторов: *ФI* и *ФII* — фотоумножители, *а* — фосфóры, *б* — фильтр, *И* — источник

состояние разряжается выбрасыванием конверсионного электрона, то соответственно изучаются совпадения $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ или $e$-лучей с этими электронами.

Предположим, что ядра источника $U$, вещества с атомным номером $Z$, превращаются путем $\beta^{-}$-распада в ядра с атомным номером $Z+1$ (или $Z-1$ при позитронном распаде), оказывающиеся в возбужденном состоянии, которое разряжается испусканием одного или нескольких $\gamma$-квантов (рис. 2). В нашей установке (рис. 3) источник помещался между двумя фотоумножителями (*ФI* и *ФII*), к фотокатодам которых приклеены пластинки монокристалла стильбена. Между источником $U$ и фотоумножителем *ФI* помещен алюминиевый фильтр, поглощающий все электроны. Таким образом, на первый фотоумножитель попадают только вспышки света, порожденные в фосфóре $a_1$ при поглощении в нем $\gamma$-квантов, а на второй — вспышки от $\beta$- и от $\gamma$-лучей.

Пусть телесные углы, под которыми видны первый и второй фосфóры из источника, равны соответственно $\omega_1$ и $\omega_2$, числа квантов $\gamma_1, \gamma_2, \ldots, \gamma_n$ на акт распада соответственно равны $p_1, p_2, \ldots, p_n$, а эффективности их регистрации — $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots, \varepsilon_n$. Испускание $\gamma$-квантов, начиная с момента образования возбужденного состояния, должно происходить по экспоненциальному закону. Если постоянная этого распада равна $\lambda$, разрешающее время схемы совпадений $2\tau$, число актов распада источника в единицу времени $N_0$ и время задержки, введенной в ветвь, регистрирующую $\beta$-частицы, $t$, то при условии, что $\tau \ll \frac{1}{\lambda}$, число совпадений в единицу времени будет равно:

$$C = 2\tau N_0 \omega_1 \omega_2 (p_1\varepsilon_1 + p_2\varepsilon_2 + \ldots + p_n\varepsilon_n) \lambda e^{-\lambda t}. \quad (1)$$

В основании этой формулы лежит очевидное обстоятельство, что число распадающихся (испусканием $\gamma$-квантов) атомов пропорционально числу имеющихся в наличии атомов этого типа к моменту времени $t$. Число же имеющихся в наличии атомов, способных испускать $\gamma$-кванты, определяется числом $\beta$-распадов в секунду, ибо именно процессы $\beta$-распада создают «$\gamma$-активные» атомы. Мы предполагаем также, что только верхнее состояние является метастабильным, а нижние возбужденные состояния имеют значительно меньшие времена жизни.

В случае, когда условие $\tau \ll \frac{1}{\lambda}$ не выполняется, число совпадений в единицу времени зависит от формы импульсов. В работах [9 — 11] рас-

смотрены случаи импульсов различной формы (треугольной, гауссовской) и показано, что и в этом случае при временах задержки $t$, бо́льших $\tau$, скорость счета совпадений также падает экспоненциально в функции времени задержки.

Из сказанного выше вытекает, что для определения времени жизни возбужденного состояния следует изучить зависимость числа совпадений от времени задержки. Построив соответствующую кривую в полулогарифмических координатах, по наклону полученной прямой можно определить постоянную распада $\lambda$.

Если время жизни состояния мало́ по сравнению с временем разрешения схемы совпадений, получить экспоненциальную кривую не удается. В этом случае искомое время жизни можно определить по смещению кривой совпадений по отношению к центру тяжести кривой быстрых совпадений, полученной для каскадного процесса с заведомо малым временем жизни промежуточного состояния. Для повышения чувствительности этого последнего метода выгодно производить измерения при двух положениях фильтра, поглощающего $\beta$-лучи: один раз — слева, другой раз — справа от источника (см. рис. 3). Это приведет к удвоению величины смещения.

### Изомерное состояние $Ta^{181}$

На рис. 4 изображена схема превращения $Hf^{181} \rightarrow Ta^{181}$, известная из работ [12, 13]. $\beta$-Распад ядра $Hf^{181}$ приводит к верхнему метастабильному состоянию ядра $Ta^{181}$ с периодом полураспада $2{,}2 \cdot 10^{-5}$ сек и энергией возбуждения 611 keV. Помимо малоинтенсивной ветви прямого $\gamma$-перехода в основное состояние наблюдается интенсивный переход через промежуточное состояние с энергией возбуждения 481 keV, которое, по данным работы [14], имеет период полураспада $1{,}08 \cdot 10^{-8}$ сек. Согласно [13] переход с энергией 133 keV между обоими метастабильными уровнями сильно конвертирован: коэффициент конверсии равен 11. Поэтому можно наблюдать совпадения конверсионных электронов с энергией 64 и 122 keV, соответствующих этому переходу, с $\gamma$-квантами 481, 344 и 136 keV. Для того чтобы уменьшить число быстрых $\gamma$ — $\gamma$-совпадений от каскадных квантов 344 и 136 keV, между источником и первым фотоумножителем помещался свинцовый фильтр толщиной 3 мм, который сильно ослаблял излучение с энергией 136 keV, слегка поглощал излучение 344 keV и очень мало ослаблял излучение основной ветви (70 %) с энергией 481 keV.

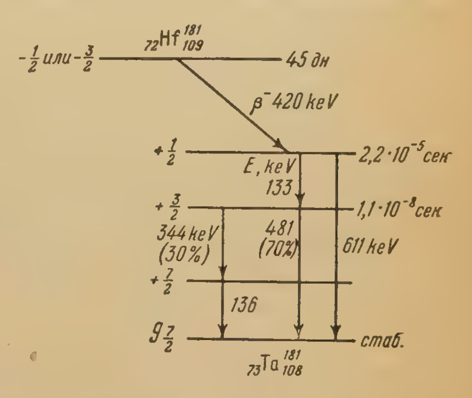


Рис. 4. Схема превращения $Hf^{181} \rightarrow Ta^{181}$

В этом опыте на фотоумножитель *ФI* (см. рис. 3), регистрирующий $\gamma$-лучи, был наклеен толстый кристалл стильбена ($h = 25$ мм, $\phi = 33$ мм). Источник в виде окиси гафния наносился на дно мелкой плоской чашечки из плексигласа толщиной 3 мм.

На рис. 5 показаны в обычном и логарифмическом масштабах кривые зависимости числа совпадений от времени задержки, введенной в ветвь, регистрирующую электроны конверсии. Время отсчитывалось по шкале, вдоль которой перемещается указатель, связанный с кареткой линии переменной задержки. Так как скорость распространения импульса по линии равна скорости света, то, определив смещение движка реохорда по проводнику, соответствующее смещению указателя на одно деление, можно

проградуировать шкалу. Однако технически удобнее с целью градуировки ввести в один из каналов схемы отрезок кабеля и наблюдать смещение кривой совпадений по шкале. По волновому сопротивлению

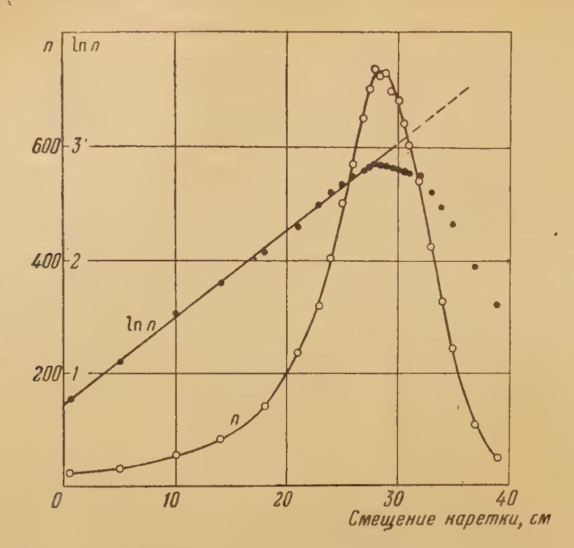



Рис. 5. Зависимость числа совпадений для уровня $Ta^{181}$ с энергией 481 keV от времени задержки

(ρ) и емкости (C) кабеля соответствующее время задержки определится из соотношения:

$$t = \rho C. \tag{2}$$

В этом методе градуировки импульсы посылались в оба канала схемы от одного фотоумножителя и кривые совпадений делались предельно узкими. Точность градуировки определяется точностью знания величин ρ и C и составляет примерно 3 %.

Определенный по наклону прямой на рис. 5 период полураспада для исследуемого уровня оказался равным $T_{1/2} = (0{,}86 \pm 0{,}10) \cdot 10^{-8}$ сек. Это число находится в согласии с приведенным выше значением, полученным в работе [14].

### Возбужденное состояние $Sr^{86}$

Схема превращения $Rb^{86} \rightarrow Sr^{86}$, установленная в ряде работ [15—17], показана на рис. 6. Основное состояние четно-четного ядра $Sr^{86}$ естественно считать имеющим нулевой спин и положительную четность.

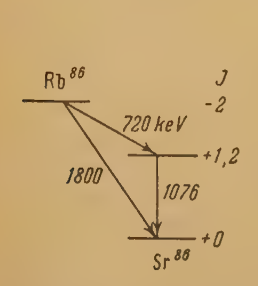



Рис. 6. Схема превращения $Rb^{86} \rightarrow Sr^{86}$

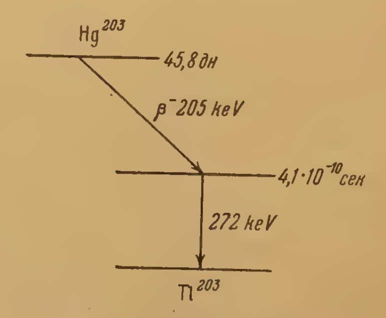



Рис. 8. Схема превращения $Hg^{203} \rightarrow Tl^{203}$

Из уникальной формы жесткого β-спектра, соответствующего переходу на основной уровень ядра $Sr^{86}$, вытекает, что основное состояние ядра $Rb^{86}$

имеет спин 2 и отрицательную четность. Значение спина 2 получено также измерением в работе [18]. Анализируя имеющиеся в литературе данные по угловой $\beta - \gamma$-корреляции, а также результаты измерения мягкого $\beta$-спектра, идущего на возбужденный уровень ядра $Sr^{86}$, Майзер и Риджуэй [16] приходят к выводу, что возможными значениями спинов этих уровней являются значения *1*, *2* или *3*.

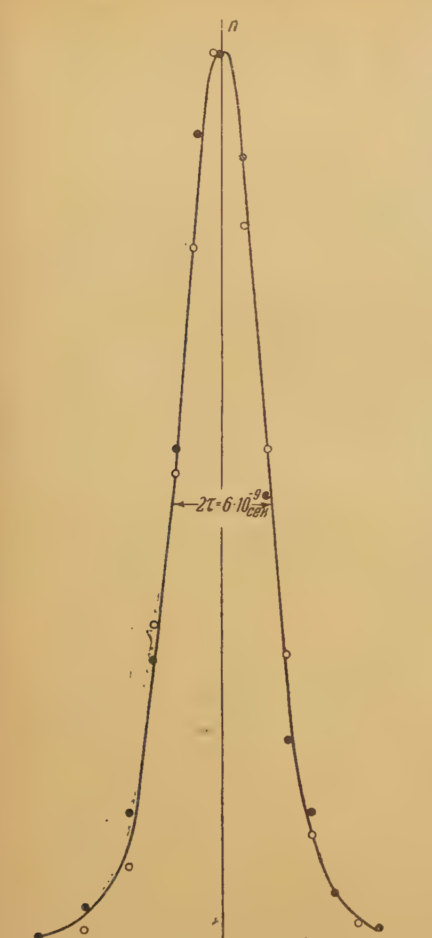



Рис. 7. Зависимость числа совпадений для уровня $Sr^{86}$ от времени задержки

На рис. 7 представлены результаты наших измерений зависимости числа

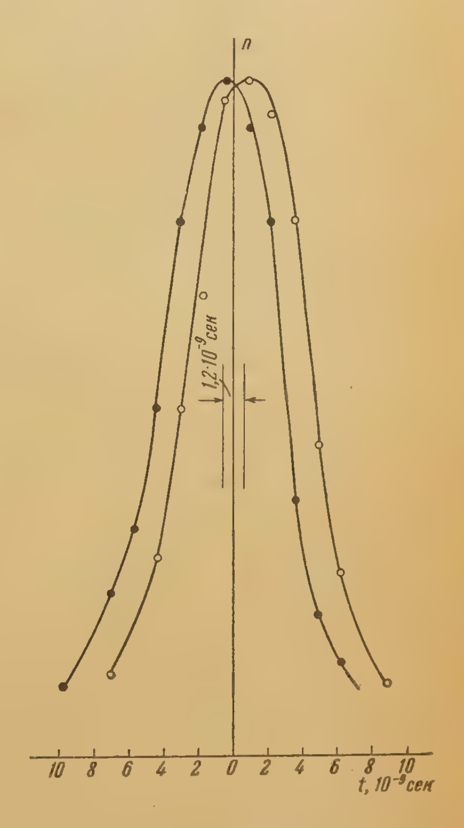



Рис. 9. Зависимость числа совпадений для уровня $Tl^{203}$ от времени задержки

$\beta - \gamma$-совпадений от времени задержки. В одном случае (черные точки) фильтр для $\beta$-лучей стоял слева от источника, в другом (светлые точки) — справа (см. рис. 3). Как видно из рис. 7, обе определяемые различными точками кривые (нормированные к одной высоте) оказались симметричными по отношению к центру реохорда и не обнаруживают заметного взаимного смещения. Цена деления миллиметровой шкалы нашего прибора составляет $2{,}2\cdot 10^{-10}$ сек. Если бы время жизни исследуемого уровня $Sr^{86}$ имело именно такую величину, взаимное смещение кривых составило бы $4{,}4\cdot 10^{-10}$ сек, что было бы вполне ощутимо при использованных ширинах разрешающих кривых. Из данных рис. 7 можно заключить, что время жизни возбужденного уровня $Sr^{86}$, повидимому, меньше $10^{-10}$ сек.

Результаты определения $\tau_\gamma$ по кривым Мошковского [19] приводят к следующим числам для трех предполагавшихся значений спинов и четности возбужденного состояния $Sr^{86}$:

| Спин и четность | Тип перехода | $\tau_\gamma$, сек |
|---|---|---|
| 1, + | $M1$ | $\sim 5 \cdot 10^{-13}$ |
| 2, + | $E2$ | $\sim 6 \cdot 10^{-12}$ |
| 3, + | $E3$ | $\sim 6 \cdot 10^{-4}$ |

Из этих данных однозначно следует, что значение спина *3* должно быть отброшено, как противоречащее нашей оценке верхнего предела времени жизни исследуемого состояния.

### Возбужденное состояние $Tl^{203}$

Радиоактивное ядро $Hg^{203}$ имеет простой $\beta$-спектр, соответствующий переходу на единственный возбужденный уровень ядра $Tl^{203}$ (рис. 8). Измерения $\beta - \gamma$-совпадений производились аналогично предыдущим при двух положениях фильтра, поглощающего $\beta$-лучи. Из рис. 9, на котором изображены результаты измерений, видно, что кривые, полученные в обоих случаях, смещены одна относительно другой, причем расстояние между центрами тяжести кривых равно $1{,}2 \cdot 10^{-9}$ сек. Следовательно, средняя продолжительность жизни возбужденного состояния ядра $Tl^{203}$ составляет половину этой величины, т. е. $6 \cdot 10^{-10}$ сек, а период полураспада $T_{1/2} = 4{,}1 \cdot 10^{-10}$ сек. Ввиду малости этой величины целесообразно считать ее верхним пределом для периода полураспада исследуемого состояния. Полученное число согласуется с оценкой верхней границы периода полураспада этого уровня, данной в работе [20].

Из кривых Мошковского для различных видов и мультипольностей излучения получаются следующие значения периодов полураспада при энергии перехода 280 keV:

| Тип перехода | $\tau_\gamma$, сек |
|---|---|
| $E1$ | $\sim 6 \cdot 10^{-16}$ |
| $M1$ | $\sim 1 \cdot 10^{-11}$ |
| $E2$ | $\sim 4 \cdot 10^{-10}$ |

Таким образом, с нашим значением верхней границы периода полураспада возбужденного состояния ядра $Tl^{203}$ лучше всего согласуется предположение об электрическом квадрупольном переходе. Однако ему не противоречит и предположение о магнитном дипольном переходе или о смешанном переходе $M1 + E2$.

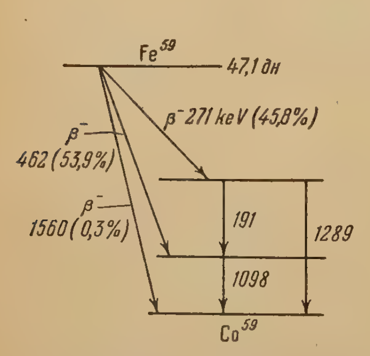



Рис. 10. Схема превращения $Fe^{59} \rightarrow Co^{59}$

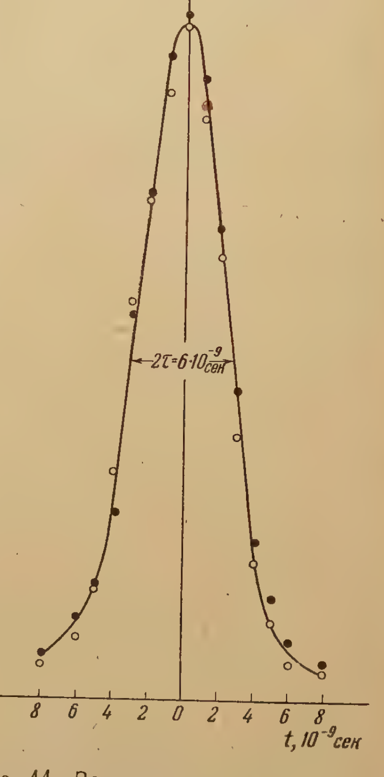



Рис. 11. Зависимость числа совпадений для уровней $Co^{59}$ от времени задержки

Литературные данные о величине коэффициента внутренней конверсии ($\alpha_K = 0{,}19$ [21] и $\alpha_K = 0{,}23$ [22]) и об отношении коэффициентов конверсии на $K$- и $L$-оболочках ($\alpha_K/\alpha_L = 3$ согласно работе [23]) также не дают возможности сделать однозначный выбор между переходами типа $E2$ и $M1$. Так, для излучения типа $E2$ коэффициент конверсии на $K$-оболочке ядра $Tl^{203}$, согласно теоретической работе [24], должен иметь величину, несколько меньшую 0,1, а для излучения типа $M1$ — примерно 0,65. Это тоже скорее заставляет предполагать смешанный переход $M1 + E2$.

### Переход $Fe^{59} \rightarrow Co^{59}$

Схема этого перехода дана на рис. 10 [25]. В этом случае производились измерения как $\gamma - \gamma$-совпадений, так и $\beta - \gamma$-совпадений, причем в отдельных измерениях отфильтровывался мягкий $\beta$-спектр (271 keV) и исследовались $\beta - \gamma$-совпадения, соответствующие нижнему возбужденному состоянию. Однако принятая процедура измерений при двух положениях поглощающего фильтра не привела к появлению заметного смещения полученных кривых. На рис. 11 приведены два рода точек, соответствующих двум кривым $\beta - \gamma$-совпадений для жесткого $\beta$-спектра. Повидимому, уровень высвечивается за время, заметно меньшее чем $10^{-10}$ сек.

При выполнении описанных в настоящей работе измерений большую помощь оказал студент-дипломант ЛПИ В. Филимонов, при монтаже и сборке установки — студент ЛПИ К. Шилков, при подборе делителей к ФЭУ — студент ЛПИ А. Саватеев и сотрудник ЛФТИ АН СССР Д. М. Хай.

Ленинградский
физико-технический институт
Академии наук СССР

### Цитированная литература

1. De Benedetti S., McGowan F., Phys. Rev., 74, 728 (1948).
2. Bowe J., Goldhaber M., Hill R., Meyerhoff W., Sala O., Phys. Rev., 73, 1219 (1948).
3. Bittencourt P., Goldhaber M., Phys. Rev., 70, 780 (1946).
4. McGowan F., Phys. Rev., 77, 138 (1950).
5. Deutsch M., Wright W., Phys. Rev., 77, 139 (1950).
6. Bell R., Graham R., Petch H., Canad. Journ. Phys., 30, No. 1, 35 (1952).
7. De Benedetti S., Richings H., Rev. Sci. Instr., 23, No. 1, 37 (1952).
8. Post R., Schiff L., Phys. Rev., 80, 1113 (1950).
9. Van Name F., Phys. Rev., 75, 100 (1949).
10. Binder D., Phys. Rev., 76, 856 (1946).
11. Newton T., Phys. Rev., 78, 490 (1950).
12. Chu K., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 75, 226 (1949).
13. Jensen E., Phys. Rev., 76, 958 (1949).
14. Barber W., Phys. Rev., 80, 332 (1950).
15. Zaffarano D., Kern B., Mitchell A., Phys. Rev., 74, 682 (1948).
16. Muether H., Ridgeway S., Phys. Rev., 80, 750 (1950).
17. Дмитриев А., Зарубин П., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 580 (1954).
18. Bellamy E., Smith K., Phil. Mag., 7 (44), 33 (1955).
19. Moszkowsky S., Phys. Rev., 83, 1071 (1951).
20. McGowan F., Phys. Rev., 85, 142 (1952).
21. Wilson H., Curran S., Phil. Mag., 42, 768 (1951).
22. Heath R., Bell P., Phys. Rev., 87A, 176 (1952).
23. Saxon D., Phys. Rev., 74, 849 (1948).
24. Rose M., Goertzel G., Spinrad B., Harr I., Strong P., Phys. Rev., 88, 79 (1951).
25. Несмеянов А., Лапицкий А., Руденко Н., Получение радиоактивных изотопов, стр. 151.— Гостехиздат, М., 1954.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

И. Ф. БАРЧУК, Е. М. ГАЛКИН, М. В. ПАСЕЧНИК и Н. Н. ПУЧЕРОВ

# О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

В последние годы получены существенные результаты в разработке магнитных спектрометров большой разрешающей способности [1] и сцинтилляционных спектрометров большой светосилы, открывающих новые возможности в исследовании структуры энергетических спектров атомного ядра.

Препятствием на пути к широкому применению однокристальных сцинтилляционных спектрометров является их низкая разрешающая способность. Полуширина спектральных линий в лучшем из описанных спектрометров составляла 5—10 % [2, 3] (от $\gamma$-лучей $Co^{60}$). Наши измерения показали, что однокристальный сцинтилляционный спектрометр, в котором применяется фотоумножитель ФЭУ-19, имеет еще более низкую разрешающую способность. Попытки повысить ее путем подбора кристаллов и ФЭУ желаемых результатов не дали.

Для выяснения причин столь низкой разрешающей способности мы провели две серии опытов. В одной из них сцинтилляционный спектрометр служил счетчиком магнитного спектрометра, который использовался в качестве монохроматора электронов. Из этих измерений находилась степень монохроматизации пучка электронов, которая определялась разрешающей способностью магнитного спектрометра. В другой серии опытов при помощи сцинтилляционного спектрометра снимался спектральный состав пучка электронов.

Оказалось, что, когда разброс в энергии электронов составляет 1 %, разброс амплитуд на выходе фотоумножителя ФЭУ-19 получается 10—30 % — в зависимости от энергии электронов и режима работы фотоумножителя.

Для испытания ФЭУ при подаче на его фотокатод световых импульсов мы построили специальную установку. В качестве модулятора света применялась ячейка Керра, являющаяся практически безинерционным световым затвором.

Блок-схема установки для определения разброса импульсов по амплитудам состояла из источников света, ячейки Керра, ФЭУ-19, усилителя и 50-канального анализатора. Каждый элемент схемы тщательно проверялся. Стабильность и линейность усилительного тракта систематически контролировались. Проверялась также стабильность работы генератора, для чего из схемы исключалась ячейка Керра и ФЭУ, а импульсы от генератора, уменьшенные при помощи делителя, подавались на усилитель и анализатор. Так как при этом импульсы на протяжении длительного времени работы анализатора оставались в одном канале 50-канального анализатора, то принималось, что генератор дает стабильные во времени импульсы с разбросом в амплитуде, меньшим 2 %.

Подбор амплитуд световых импульсов производился следующим образом. На фотокатод ФЭУ-19 ставился собранный вместе с рефлектором кристалл иодистого натрия, активированный таллием, и измерялся максимальный импульс при облучении кристалла $\gamma$-лучами $Co^{60}$. Далее, кристалл

снимался с ФЭУ и на ячейку Керра от генератора подавались импульсы напряжения в 750 V такой же формы и длительности, как от ФЭУ с кристаллом NaJ.Tl. Накал лампы осветителя подбирался таким, чтобы импульсы на выходе усилителя, вызываемые световыми импульсами от ячейки Керра и от сцинтилляций при облучении γ-лучами $Co^{60}$ кристалла NaJ.Tl, были одинаковыми по амплитуде или отличались в заданное число раз.

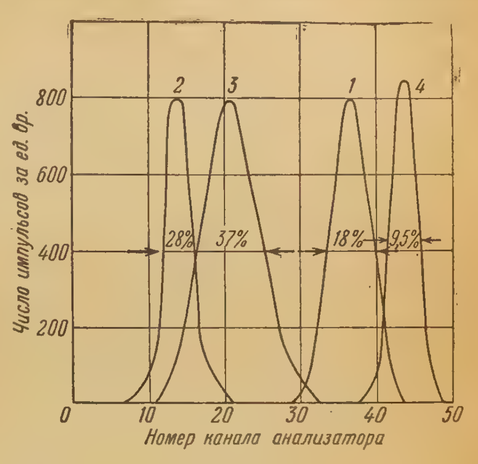



Рис. 1. Кривые распределения импульсов ФЭУ при подаче на его фотокатод световых импульсов различной интенсивности: *1* — импульсы от максимальных сцинтилляций в кристалле NaJ.Tl от γ-лучей $Co^{60}$, *2* — свет в 2,5 раза слабее, *3* — свет в 5 раз слабее, *4* — свет в 2,5 раза сильнее, чем для кривой *1*

При постоянном накале лампы изучался спектр электрических импульсов на выходе фотоумножителя при освещении фотокатода модулированным широким пучком света. Необходимо иметь в виду, что при освещении узким пучком света могут сказываться неоднородности фотокатода, являющиеся также источником разброса значений амплитуд.

На рис. 1 приведены кривые распределения импульсов по амплитудам для световых импульсов, соответствующих максимальным сцинтилляциям в кристалле NaJ.Tl от γ-лучей $Co^{60}$ (кривая *1*) и для режимов: «свет в 2,5 раза слабее» (*2*), «свет в 5 раз слабее» (*3*) и «свет в 2,5 раза сильнее» (*4*), чем для кривой *1*. Ввиду того что при малых световых импульсах отсчеты приходятся в основном на первые каналы анализатора и за счет этого при определении амплитудного разброса могут возникать ошибки, эти кривые мы снимали при таких усилениях, чтобы соответствующие импульсы приходились на большие номера каналов анализатора. На рисунке указаны лишь отношения полуширин кривых (в %) к амплитуде импульса. Приведенные кривые получены для одного из испытанных нами ФЭУ с равномерным распределением потенциалов на фотокатоде и эмиттерах.

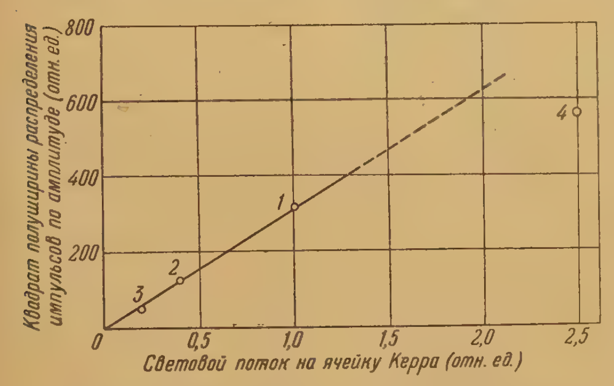



Рис. 2. Зависимость квадрата полуширины кривой разброса импульсов от амплитуды импульсов. Цифры соответствуют нумерации кривых на рис. 1

На рис. 2 показана зависимость квадрата полуширины максимума от величины светового потока на ячейку Керра (положения максимума на шкале амплитуд) для четырех кривых, приведенных к одному коэффициенту усиления. Точка с абсциссой 2,5 не ложится на прямую вследствие нелинейных искажений ФЭУ, вызванных пространственными зарядами между последними эмиттерами при больших токах на них.

Из приведенных на рис. 1 и 2 данных, повидимому, можно сделать вывод, что разброс амплитуд импульсов на выходе сцинтилляционного спектрометра обусловлен статистическими флюктуациями в количестве фотоэлектронов, падающих на первые эмиттеры, а также флюктуациями

значений коэффициента вторичной эмиссии. Следовательно, для повышения разрешающей способности сцинтилляционных спектрометров на существующих фотоумножителях необходим фосфо́р с бо́льшим световым выходом и фотокатоды с бо́льшим квантовым выходом, чем мы имеем сейчас. Необходимо также дальнейшее усовершенствование электронной оптики первых динодов фотоумножителя. Что касается последнего, то, оказывается, подбором потенциалов системы катод—диафрагма—динод можно улучшить параметры системы. Для некоторых экземпляров умножителей нам удавалось за счет такого подбора снизить разброс значений амплитуд импульсов на 20—50 %.

Нами испытано несколько десятков экземпляров фотоумножителей ФЭУ-19 старой и новой конструкции (с перетяжкой). Оказалось, что разброс по амплитудам для разных экземпляров ФЭУ различен и для световых импульсов, соответствующих максимальным сцинтилляциям кристалла NaJ.Tl от $\gamma$-лучей $Co^{60}$, составляет 15—35 %.

Для нескольких экземпляров ФЭУ произведен подбор напряжений на эмиттерах, фотокатоде, фокусирующей диафрагме и аноде, благодаря чему удалось снизить разброс амплитуд световых импульсов в некоторых случаях до 6—10 %. Распределение потенциалов в этих случаях различно для разных экземпляров ФЭУ. Для одного из экземпляров фотоумножителей оптимальным оказалось напряжение 1080 V, распределенное по эмиттерам потенциометром с такими данными: $R_1 = 90$ kΩ, $R_2 = 200$ kΩ, $R_3 = 19{,}5$ kΩ, $R_4 \div R_{14} = 120$ kΩ, $R_{15} = 300$ kΩ, $R_{\text{ан}} = 75$ kΩ.

При замене делителя для этого ФЭУ другим делителем с иными величинами сопротивлений, но при сохранении соотношений между ними амплитудный разброс не менялся.

**Институт физики**
**Академии наук УССР**

**Цитированная литература**

1. Башилов А., Джелепов Б., Червинская Л., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 428 (1953); Антоньева Н., Башилов А., Джелепов Б., Орлов В., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 93 (1954).
2. Borkowsky C., Clark R., Rev. Sci. Instr., 24, 1046 (1953).
3. Kiehn R., Goodman C., Phys. Rev., 95, 989 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Л. А. СЛИВ и Л. К. ПЕКЕР

# К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Как известно, ядерная модель оболочек объяснила многие свойства ядерной структуры и ядерных уровней, исходя из возможности независимого движения отдельных нуклонов в ядре. Однако встретившиеся при объяснении больших квадрупольных моментов и свойств уровней четно-четных ядер серьезные трудности дали толчок к разработке более общей модели, способной эти трудности преодолеть. Обобщенная ядерная модель учитывает возможность не только независимого движения отдельных нуклонов в некотором среднем, эффективном поле, но также и деформируемости поверхности ядра и возникновения коллективных вращательных и колебательных движений. Такая модель дает правильное объяснение как малых, так и больших квадрупольных моментов ядер, различных отклонений в магнитных моментах и, кроме того, указывает на существование ядерных уровней особого типа, так называемых ротационных уровней [1]. Анализ ранее имевшихся данных, а также последующие опыты действительно привели к открытию у ядер редких земель и тяжелых радиоактивных элементов системы уровней, энергия которых у четно-четных ядер определяется простой формулой:

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \tag{1}$$

где $J$ — момент инерции вращающейся части ядра, а $I$ — спин или угловой момент вращения.

Измеренное время жизни таких уровней оказалось меньше времени жизни других, одночастичных уровней, что также указывает на их особую природу. Момент инерции $J$ согласно теории [1, 2] равен

$$J = 3\beta^2 B, \tag{2}$$

где

$$B = \frac{3}{8\pi} MAR_0^2; \tag{2'}$$

здесь $M$ — масса нуклона, $A$ — атомный вес, $R_0$ — радиус эквивалентной по объему сферы, $\beta$ — параметр деформации, определяемый в простейшем предположении о форме ядра как эллипсоида вращения по формуле:

$$R = R_0 \left[1 + \beta Y_{2,0}(\theta)\right], \tag{3}$$

где $Y_{2,0}(\theta)$ — нормированная шаровая функция.

Внутренний квадрупольный момент такого ядра также зависит от $\beta$ и равен

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2\beta. \tag{4}$$

Спектроскопическое значение квадрупольного момента

$$Q_s = PQ_0,$$

где

$$P = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)}\,. \qquad (4')$$

Так устанавливается связь между энергией ротационного уровня и квадрупольным моментом. Однако, если сперва определить $\beta$, пользуясь опытными значениями $Q_s$, а затем — из энергии $E_1$ первого ротационного уровня, получатся результаты, расходящиеся в 2—3 раза (см. табл. 1 и работу [3]). Из энергии $E_1$ по формуле (1) для сильно деформированных ядер получаются значения $\beta \sim 1$. Если это действительно так, вся теория, развитая Бором [1] в предположении малости $\beta$, становится неприменимой.

Таблица 1

**Значения параметра деформации $\beta$, полученные из энергий первых уровней четно-четных ядер ($\beta_E$), из времен жизни уровней ($\beta_T$) и из квадрупольных моментов ($\beta_Q$)**

| Ядро | $\beta_E$ | $\beta_T$ | $\beta_Q$ |
|---|---|---|---|
| $Dy^{160}$ | 0,77 | 0,41 | — |
| $Er^{166}$ | 0,76 | 0,30 | — |
| $Yb^{170}$ | 0,74 | 0,31 | 0,46 ($Yb^{173}$) |
| $Hf^{176}$ | 0,69 | 0,23 | 0,59 ($Lu^{175}$) |
| $Os^{186}$ | 0,52 | 0,21 | 0,30 ($Re^{185}$) |
| $Os^{188}$ | 0,49 | 0,13 | 0,36 ($Os^{189}$) |
| $Hg^{198}$ | 0,30 | 0,11 | 0,07 ($Hg^{201}$) |
| $Po^{214}$ | 0,22 | 0,062 | — |
| $Pu^{242}$ | 0,82 | — | — |

Следует отметить, что формула (1) получается из теории в первом приближении для случая сильной связи между поверхностью и нуклонами, находящимися сверх заполненных оболочек (отдельными нуклонами). При учете недиагональных членов в гамильтониане, а также примеси состояний с $K = 1$ и 2 ($K$ — проекция $I$ на ось симметрии $Z$ ядра) $\beta$ действительно уменьшается; однако уменьшение устраняет только малую часть расхождения и к тому же нарушает пропорциональность $E \sim I(I+1)$.

Попробуем определить $\beta$ третьим способом — из времени жизни ротационных уровней. Пользуясь формулой (VII. 17) из работы [2], получим значения $\beta$, приведенные в 3-й графе табл. 1. Из таблицы видно, что значения $\beta$, определенные последним способом, меньше значений $\beta$, определенных первыми двумя.

Какой же способ определения $\beta$ дает правильные значения? Прежде чем ответить на этот вопрос, обратимся к исследованию явления, которое на первый взгляд не имеет отношения к обсуждаемой проблеме. Рассмотрим $\beta$-переходы одинакового порядка запрещения на основной и первый возбужденный уровни четных ядер с большим квадрупольным моментом. Из условия применимости формулы (1) вытекает, что при переходе с основного уровня на первый ротационный уровень параметр деформации $\beta$, а также состояния отдельных нуклонов не меняются. Это обстоятельство облегчает подсчет матричных элементов для $\beta$-переходов, поскольку нуклонные волновые функции одинаковы в обоих случаях.

Волновая функция деформированного ядра пишется как произведение функций

$$\Psi = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}}\,\varphi(\beta)\,D^I_{MK}(\theta_i)\sum_p \chi_p, \tag{5}$$

где $\chi_p$ — волновая функция отдельных нуклонов, $\varphi(\beta)$ описывает колебание поверхности относительно равновесного состояния, $D^I_{MK}$—собственная функция симметричного волчка [2]. Нормировка функции такова, что $D$ дает унитарное преобразование от фиксированной координатной системы к ядерной. Приняв для начального состояния спин $I_i = 1$, $K_i = 1$, а для основного состояния четного ядра $I_f = 0$, $K_f = 0$ и возбужденного $I_f = 2$, $K_f = 0$, получим после интегрирования по углам для отношения квадратов матричных элементов:

$$\rho = \frac{|M(1\to 2)|^2}{|M(1\to 0)|^2} = \frac{1}{2}. \tag{6}$$

Начальное состояние может содержать в виде примеси состояние с $I_i = 1$, $K_i = 0$ (или целиком быть им). В этом случае $\rho = 2$. Таким образом, при условии $\beta = \mathrm{const}$ получается, что $\rho \geqslant \frac{1}{2}$. В табл. 2 собраны данные о величине $ft = \frac{A}{|M|^2}$ у интересующих нас переходов ($A$ — константа). В последней графе таблицы даны экспериментальные значения $\rho$. Как видно из таблицы, $\rho < \frac{1}{2}$ и в среднем равно 0,1*. Значит, интеграл по нуклонным волновым функциям для двух рассмотренных выше $\beta$-переходов не одинаков. Различие в значении интеграла могло получиться лишь потому, что существует взаимодействие между ротацией и движением отдельных нуклонов, что движение нуклонов неадиабатически следует за вращением.

При переходе с основного на возбужденное состояние четного ядра происходит небольшое приращение деформации ядра ($\Delta\beta$). Малое изменение поверхности приводит к малым изменениям состояний отдельных нуклонов и, хотя изменения невелики, интеграл по координатам многих частиц может уменьшиться в несколько раз.

Увеличение деформации при переходе на возбужденное состояние приводит к другому важному следствию, имеющему отношение к рассматриваемой основной проблеме. Энергия связи нуклонов с ростом деформации ядра увеличивается и может стать больше приращения поверхностной энергии. В результате при деформации выделится энергия

$$E_d = \sum_p \Delta E_p - \Delta V \text{ (поверхн.)}. \tag{7}$$

Поэтому наблюдаемая на опыте энергия уровня $E$ есть ротационная энергия $E_{rot}$ за вычетом выделившейся энергии $E_d$

$$E = E_{rot} - E_d. \tag{8}$$

Следовательно, ротационная энергия всегда будет больше энергии уровня, и потому определенные по энергии первых уровней значения $\beta$ были

---

* Анализ $\beta$-переходов другого типа, например $-2 \to \begin{cases}+2\\+0\end{cases}$ ( — четность), также приводит к заключению, что $|M(2\to 2)|^2$ в среднем на порядок меньше, чем эта величина для аналогичных переходов, но идущих на одночастичные уровни. Значение $|M(2\to 0)|^2$ имеет нормальный порядок величины.

завышены. Истинное значение $\beta$ следует определять из спектроскопических квадрупольных моментов, вероятности $\alpha$-распада [4] и других опытов.

Остается выяснить, почему энергия уровней четных ядер в той области, где применимо приближение сильной связи, действительно соответствует формуле (1), т. е. формуле для чисто ротационных уровней. Заметим, что при переходе с основного на возбужденный уровень четного ядра

Таблица 2

**Данные о $\beta$-переходах на уровни четно-четных ядер**

| Ядро и излучение | Тип перехода | lg($ft$) | $\rho_{эксп}$ |
|---|---|---|---|
| | Разрешенные переходы | | |
| $Rh^{104}$; $\beta^-$ | $+1 \to +0$ | 4,7 | 0,39 |
| | $+1 \to +2$ | 5,11 | |
| $Ag^{106}$; $\beta^+$, $k$ | $+1 \to +0$ | 4,9 | 0,50 |
| | $+1 \to +2$ | 5,2 | |
| $Ag^{108}$; $\beta^+$, $k$ | $+1 \to +0$ | 4,8 | 0,06 |
| | $+1 \to +2$ | 6,0 | |
| $Ag^{108}$; $\beta^-$ | $+1 \to +0$ | 4,6 | 0,04 |
| | $+1 \to +2$ | 6,0 | |
| $In^{114}$; $\beta^+$, $k$ | $+1 \to +0$ | 5,0 | $<0,5$ |
| | $+1 \to +2$ | $>5,3$ | |
| $J^{128}$; $\beta^-$ | $+1 \to +0$ | 5,9 | 0,20 |
| | $+1 \to +2$ | 6,6 | |
| | Запрещенные переходы | | |
| $Pr^{144}$; $\beta^-$ | $-1 \to +0$ | 6,5 | 0,03 |
| | $-1 \to +2$ | 8,1 | |
| $Tu^{170}$; $\beta^-$ | $-1 \to +0$ | 8,9 | 0,16 |
| | $-1 \to +2$ | 9,7 | |
| $Re^{186}$; $\beta^-$ | $-1 \to +0$ | 7,7 | 0,22 |
| | $-1 \to +2$ | 8,35 | |

приращение $\beta$ может вызываться действием центробежных сил, и потому законно предположить следующую зависимость для $\Delta\beta$:

$$\Delta\beta = \eta \frac{k}{C} I (I + 1), \tag{9}$$

где $\eta$ — коэффициент пропорциональности, $k$ — постоянная связи нуклона с поверхностью, $C$ — поверхностный коэффициент, причем

$$C = 4 R_0^2 s - \frac{3}{10\pi} \cdot \frac{Ze^2}{R_0},$$

где $s$ — коэффициент поверхностного натяжения.

Тогда по формуле (II.21) из [2] получим для $E_d$ выражение:

$$E_d = \left[ \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\, k \sum_p \left| \frac{3\Omega_p^2 - j_p (j_p + 1)}{4 j_p (j_p + 1)} \right| - C_\beta \right] \eta \frac{k}{C} I (I + 1), \tag{10}$$

где $\Omega_p$ — проекция на ось симметрии ядра углового момента внешних нуклонов, а $j_p$ — угловой момент одной частицы. Из формулы (10) видно, что $E_d$ также пропорционально $I (I + 1)$. Тем самым объясняется, почему

энергия уровней определяется формулой (1). Теперь только $J$ будет эффективным моментом инерции*.

В пользу предположения об увеличении деформации ядра при вращении говорят также экспериментальные данные о времени жизни ротационных уровней $\tau_\gamma$ относительно $E2$ переходов. В этом случае $\tau_\gamma$ обратно пропорционально квадрату квадрупольного момента $Q_0$ (формула (VII.17) из [2]). При учете неполной перекрываемости волновых функций начального и конечного состояний следует, что вероятность перехода может быть сильно ослаблена по сравнению с той, которая получается из указанной формулы. Опытные данные по кулоновскому возбуждению ядер также подтверждают такое заключение.

Таким образом, устраняются расхождения в значениях $\beta$, определенных различными способами. Если получающиеся значения $\beta$ не будут превышать 0,5 (т. е. $\Delta R \leqslant 0,3$), то предположение о малости деформации ядра будет оправдано.

Следует признать весьма желательным уточнение спектроскопических данных о квадрупольных моментах ядер в области редких земель и тяжелых элементов, а также уточнение наших сведений о деформации ядер из теории $\alpha$-распада.

Ленинградский
физико-технический институт
Академии наук СССР

**Цитированная литература**

1. Bohr A., Dan. Mat. Fys. Medd., 26, *14* (1952).
2. Bohr A., Mottelson B., Dan. Mat. Fys. Medd., 27, *16* (1953).
3. Ford K., Phys. Rev., 95, 1250 (1954).
4. King R., Peaslee D., Phys. Rev., 94, 1284 (1954).

---

* У нечетных ядер взаимодействие вращения с движением нечетного нуклона может приводить к так называемому $\Lambda$-удвоению ротационных уровней.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. И. БАЗЬ

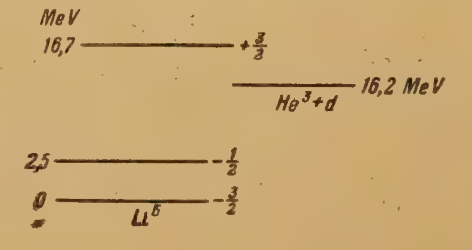
## СТРУКТУРА ВТОРОГО ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ $He^5$ и $Li^5$

В последнее время становится все более ясным, что и в случае самых легких ядер, таких как $H^3$, $He^3$, $He^4$, $He^5$ и $Li^5$, состояния нуклонов можно характеризовать определенными значениями их полных и орбитальных моментов (оболочечная модель). Это значит, что каждому состоянию ядра с не очень большой энергией можно приписать определенную конфигурацию. Так, конфигурация основных состояний $H^3$ и $He^3$ есть $(1s)^3$, а основного и первого возбужденного состояний $He^4$ — соответственно $(1s)^4$ и $(1s)^3\,1p_{3/2}$. Относительно ядер $Li^5$ и $He^5$ известно, что их основные состояния $(-^3/_2)$ имеют конфигурацию $(1s)^4\,1p_{3/2}$, а первые возбужденные $(-^1/_2)$ — конфигурацию $(1s)^4\,1p_{1/2}$. Такая интерпретация первых возбужденных уровней $Li^5$ (мы ниже будем говорить только о $Li^5$, помня, что $Li^5$ и $He^5$ — зеркальные ядра с подобной системой уровней) полностью согласуется с большим количеством опытных данных, относящихся к более тяжелым ядрам.

Покажем, каким образом следует интерпретировать с этой точки зрения возбужденный уровень $Li^5$, имеющий энергию возбуждения 16,7 MeV.

Этот уровень проявляется в двух реакциях:

1) $He^3 + d \rightarrow He^4 + p$ [1]. Кривая зависимости сечения этой реакции от энергии имеет резонанс при энергии налетающих дейтонов $E_d = 420$ keV. Ширина резонансной кривой оказывается неожиданно малой для такой большой энергии возбуждения и такого легкого ядра — всего около 400 keV. При этом следует еще учесть, что бо́льшая часть ширины (приблизительно 300 из 400 keV) связана с кулоновским отталкиванием трех протонов в $Li^5$. Это видно из того, что ширина подобного уровня




в $He^5$, у которого имеется только два протона, меньше чем $\sim$100 keV (напомним, что ширина основного и первого возбужденного уровней $He^5$ и $Li^5$ порядка 1 MeV). Спин $^3/_2$ и четность (+) проявляющегося в этой реакции уровня $Li^5$ установлены из угловых распределений продуктов реакции, из значения абсолютной величины сечения и из того факта, что в реакции участвуют лишь дейтоны с $l = 0$ (дейтоны с $l > 0$ при

таких энергиях, как в данном случае, в реакции участвовать не могут из-за большого центробежного барьера).

2) $He^3 + d \to Li^5 + \gamma$ [2]. При бомбардировке $He^3$ дейтонами было обнаружено, что происходит испускание жестких $\gamma$-квантов, и кривая выхода $\gamma$-квантов имеет максимум при энергии налетающих дейтонов $E_d = 0{,}46$ MeV. Верхняя граница спектра $\gamma$-квантов при этой энергии оказалась равной $16{,}6 \pm 0{,}2$ MeV.

Из этих данных следует, что наличие жестких $\gamma$-квантов нужно приписать реакции $He^3 + d \to Li^5 + \gamma$, в которой возбужденное состояние $Li^5$ с энергией 16,7 MeV переходит в основное состояние с испусканием $\gamma$-кванта.

Совокупность приведенных выше данных позволяет определить структуру возбужденного состояния $Li^5$ с энергией возбуждения 16,7 MeV. Действительно, наличие $\gamma$-перехода между этим возбужденным уровнем и основным состоянием указывает на то, что конфигурации этих состояний различаются не более чем переходом одного нуклона в другое состояние. Это следует из того, что оператор электромагнитных переходов имеет вид: $F = \sum\limits_i f_i$, где $f_i$ — оператор, действующий только на координаты $i$-го нуклона, и суммирование ведется по всем нуклонам ядра. Нетрудно показать, что матричные элементы такого оператора не равны нулю лишь для переходов, при которых меняется состояние не более чем одного нуклона. Отсюда непосредственно следует, что, поскольку конфигурация основного состояния есть $(1s)^4\,1p_{3/2}$, конфигурация второго возбужденного состояния может быть либо $(1s)^4\,nl_j$, что соответствует переходу внешнего нуклона из состояния $1p_{3/2}$ в какое-то более высокое состояние $nl_j$, либо $(1s)^3\,1p_{3/2}\,nl_j$, что отвечает переходу внутреннего нуклона из состояния $1s$ в более высокое состояние. Первая возможность, т. е. конфигурация $(1s)^4\,nl_j$, сразу исключается, так как в этом случае невозможно объяснить сравнительно малую ширину этого состояния по отношению к распаду на $He^4 + p$ в реакции $He^3 + d \to He^4 + p$. Следовательно, остается только вторая возможность, т. е. конфигурация $(1s)^3\,1p_{3/2}\,nl_j$. Наиболее естественно предположить, что нуклон с оболочки $1s$ возбуждается в состояние $1p_{3/2}$, поскольку остальные состояния обладают большей энергией. Поэтому возбужденному уровню с $E = 16{,}7$ MeV следует приписать конфигурацию $(1s)^3(1p_{3/2})^2$, что позволяет объяснить спин и четность этого уровня, а также, как указано выше, и малую ширину этого уровня.

Заслуживает внимания следующее любопытное обстоятельство. Уровень $Li^5$ с $E = 16{,}7$ MeV имеет общие черты с первым возбужденным уровнем $He^4$, конфигурация которого $(1s)^3\,1p_{3/2}$. Дело в том, что оба эти состояния возникают в результате перехода одного нуклона из замкнутой оболочки $(1s)^4$ в состояние $1p_{3/2}$, и, следовательно, энергию возбуждения замкнутой оболочки $(1s)^4$ можно определить двумя независимыми путями: из данных о первом возбужденном уровне $He^4$ [3] и из данных о возбужденном состоянии $Li^5$. Из данных об энергии первого возбужденного состояния $He^4$ энергия возбуждения оболочки $(1s)^4$ оказывается равной $\sim 22$ MeV. Аналогичная оценка следует и из данных о состоянии $Li^5$ с $E = 16{,}7$ MeV.

Действительно, разность энергий этого и основного состояний $Li^5$ в первом приближении равна разности энергий конфигурации $(1s)^4$ и $(1s)^3\,1p_{3/2}$ минус энергия связи двух нуклонов в состоянии $1p_{3/2}$ (мы пренебрегаем взаимодействием между нуклонами в состоянии $1p$ и нуклонами в состоянии $1s$, так как это взаимодействие сравнительно мало; это видно из того, что разность энергий $(He^4 + n)$ и $He^5$, а также $He^{4*}$ и $(He^3 + n)$ не превышает 1—2 MeV). Энергию связи двух нуклонов в состоянии $1p_{3/2}$ можно оценить в $\sim 4{,}7$ MeV (по разности масс $(He^5 + p)$ и $Li^6$),

откуда и получается, что энергия возбуждения замкнутой оболочки $(1s)^4$ приблизительно равна $(16{,}7+4{,}7)=21{,}4$ MeV.

Такое близкое совпадение оценок (21,4 и 22 MeV) еще раз подтверждает правильность наших представлений о структуре возбужденного состояния $Li^5$ с энергией возбуждения 16,7 MeV.

Считаю своим приятным долгом выразить благодарность Я. А. Смородинскому за постоянный интерес к работе и ценные советы, а также Н. А. Власову, сделавшему ряд важных замечаний.

### Цитированная литература

1. Yarnell J., Lowberg R., Stratton W., Phys. Rev., 90, 292 (1953).
2. Hintz N., Brair J., Van Peter D., Phys. Rev., 93, 924 (1954).
3. Базь А., Смородинский Я., ЖЭТФ, 27, *9*, 382 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. И. БАЗЬ

# ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ С ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СВЯЗЬЮ И β-РАСПАД $He^6$

В области легких ядер с опытом лучше всего согласуется оболочечная модель в предположении промежуточной связи. Согласно этой модели нуклоны в ядре находятся в состояниях с определенным орбитальным моментом, а характер связи моментов отдельных нуклонов в полный момент ядра является промежуточным между предельными случаями $LS$-связи и $jj$-связи. Эта модель оказалась очень удобной при объяснении таких свойств легких ядер, как порядок возбужденных уровней, разности энергий между ними, магнитные моменты и т. д. В настоящей работе оболочечная модель с промежуточной связью применяется для вычисления ядерных матричных элементов β-распада $He^6 \rightarrow Li^6$. Дело в том, что возросшая точность β-спектроскопических измерений требует более точной оценки ядерных матричных элементов, чем это делалось до сих пор. Это необходимо как для более точного определения постоянных теорий β-распада, так и для проверки существующих сейчас представлений о структуре легких ядер. При расчете не учитывается обменный характер ядерных сил. Можно показать, что учет обменных сил не меняет качественных выводов работы и приводит лишь к незначительному изменению численных результатов.

Спины основных состояний $Li^6$ и $He^6$ равны соответственно 1 и 0. Поскольку оба состояния имеют положительную четность и изменение спина при переходе $\Delta J = 1$, то переход разрешенный, причем матричный элемент $\int 1$ тождественно равен нулю, и требуется вычислить только матричный элемент $\int \vec{\sigma}$. Для вычисления необходимо знать угловые волновые функции основных состояний $He^6$ и $Li^6$. Для построения волновых функций мы пользуемся обычными методами атомной спектроскопии.

Согласно оболочечной модели с промежуточной связью основные состояния $He^6$ и $Li^6$ имеют конфигурацию $(1s)^4(1p)^2$, а волновые функции представляют собой суперпозицию волновых функций с разными орбитальными моментами и спинами:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{у } He^6 & \psi_{He} = \alpha\psi(^1S_0) + \beta\psi(^3P_0), \\ \text{у } Li^6 & \psi_{Li} = a\psi(^3S_1) + b\psi(^1P_1) + c\psi(^3D_1). \end{array}\right\} \quad (1)$$

Здесь $\psi(^3S_1)$, например, есть волновая функция состояния $^3S_1$. Коэффициенты $a$, $b$, $c$ и $\alpha$ и $\beta$ находились из решения соответствующих секулярных уравнений. Эти коэффициенты зависят от параметра $y$, который характеризует тип связи ($y = 0$ соответствует $LS$-связь, $y = \infty$ — $jj$-связь, а промежуточным значениям $y$ — промежуточная связь) и определяется как $y = \frac{\xi}{F_2}$, где $\xi$ — константа спин-орбитального взаимодействия, а $F_2$ равен $\int R^2(r_1) V_1 R^2(r_2) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2$; здесь $R$ — радиальная волновая функция нуклона на $p$-оболочке, а $V_1$ — коэффициент при $P_1$ в разложении потенциала взаимодействия между нуклонами по полиномам Лежандра:

$$V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \sum_{k=0}^{\infty} P_k(\cos\omega) V_k$$

($\omega$ — угол между радиус-векторами первого и второго нуклонов $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$). Величина $y$ на основании гипотезы о зарядовой инвариантности должна быть одной и той же для $He^6$ и для $Li^6$. Ее можно определить из сравнения экспериментального значения магнитного момента $M_{\text{эксп}} = 0{,}82$ с его теоретическим значением, которое зависит от $y$ и равно

$$M_{\text{теор}} = 0{,}88a^2 + 0{,}50\,b^2 + 0{,}31\,c^2.$$

Вычисляя $M_{\text{теор}}$ для различных значений $y$, получаем, что $M_{\text{теор}} = M_{\text{эксп}}$ при $y = 1{,}5$. Таким образом, данные о магнитном моменте $Li^6$ приводят к значению $y = 1{,}5$.

Используя (1), легко вычислить интересующий нас матричный элемент $\int \vec{\sigma}$. Для просуммированного по конечным состояниям квадрата модуля матричного элемента $\int \vec{\sigma}$ получается следующая формула:

$$\left|\int \vec{\sigma}\right|^2 \equiv \Sigma \left|\int \psi^*_{\mathrm{Li}} (\sigma_1 + \sigma_2)\, \psi_{\mathrm{He}}\right|^2 = 6\left(a\alpha - \frac{b\beta}{\sqrt{3}}\right)^2.$$

В случае чистой $LS$-связи $(y = 0)$ $a = \alpha = 1$, $b = \beta = 0$ и это выражение равно 6. В случае чистой $jj$-связи $(y = \infty)$ $a = 0{,}611$, $b = 0{,}745$, $\alpha = \sqrt{2/3}$, $\beta = \sqrt{1/3}$ и для $\left|\int \vec{\sigma}\right|^2$ получается значение 3,34. При $y = 1{,}5$, которое следует из данных о магнитном моменте $Li^6$, $\left|\int \vec{\sigma}\right|^2 = 5{,}25$. Это значение квадрата модуля матричного элемента согласуется с последними данными о величинах $ft$ для $\beta$-распадов $H^3$ и $O^{14}$ [1, 2]. Именно из этих данных следует, что при имеющемся сейчас значении $ft = 815 \pm 70$ для $He^6$ [3] величина $\left|\int \vec{\sigma}\right|^2$ не может быть больше, чем $\sim 5{,}5$.

Заметим тут же, что ограничение $\left|\int \vec{\sigma}\right|^2 < 5{,}5$ является решительным доводом против предлагавшейся ранее для $Li^6$ конфигурации $(1s)^4(2s)^2$, в случае которой $\left|\int \vec{\sigma}\right|^2 = 6$.

Нами был также вычислен квадрупольный момент $Li^6$. Для него получилась следующая формула:

$$Q = -e\overline{r^2}\,\{0{,}35\,c^2 - 0{,}50\,b^2 + 0{,}90\,ac\} \cdot \frac{4}{15},$$

где $\overline{r^2}$ — средний квадрат радиуса орбиты протона, находящегося в $p$-состоянии, а $e$ — заряд протона. При $y = 1{,}5$ для квадрупольного момента получается значение $Q = 0{,}040\,\overline{r^2} \cdot e$ см², что не противоречит экспериментальной оценке $|Q| < 0{,}0009 \cdot e \cdot 10^{-24}$ см².

Наши выводы можно резюмировать следующим образом: данные о $\beta$-распаде $He^6$ и о магнитном и квадрупольном моментах $Li^6$ могут быть объяснены в рамках оболочечной модели с промежуточной связью. В пользу этой модели говорит также близкое совпадение величины $y = 1{,}5$ с величиной $y = 1{,}3$, получающейся из данных о разности энергий между низшими уровнями $Li^6$ [4].

Пользуюсь случаем поблагодарить Я. А. Смородинского, предложившего эту тему и сделавшего ряд ценных замечаний.

**Цитированная литература**

1. Langer L., Moffat R., Phys. Rev., 88, 689 (1952).
2. Gerhart J., Phys. Rev., 95, 288 (1954).
3. Wu C., Rustad B., Perez-Mendez V., Lidofsky L., Phys. Rev., 87, 1140 (1952).
4. Juglis R., Rev. Mod. Phys., 25, 390 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Л. А. МАКСИМОВ и Я. А. СМОРОДИНСКИЙ

# К ТЕОРИИ ДВОЙНОГО β-РАСПАДА

## § 1. Введение

Изучение двойного β-распада может привести к **выяснению** тождественности нейтрино и антинейтрино. Недавно двойной β-распад был обнаружен у ядра $Ca^{48}$ Маккарти [1]. Анализ результатов опытов по изучению двойного β-распада у различных ядер и сравнение их с теорией были сделаны в статье Я. Зельдовича, С. Лукьянова и Я. Смородинского [2]. В этой статье было указано, что особый интерес представляет двойной β-распад $Ca^{48}$, так как из всех изотопов периодической системы элементов, для которых двойной β-распад энергетически возможен, $Ca^{48}$ обладает максимальной энергией распада (4,3 MeV)*. С другой стороны, $Ca^{48}$ и продукт его распада $Ti^{48}$ обладают одинаковым строением ядер: оба ядра имеют по восемь нуклонов в состоянии $f_{7/2}$ сверх заполненной оболочки $Ca^{40}$. Поэтому ядерный матричный элемент для распада $Ca^{48}$ должен быть большим по сравнению с распадом более тяжелых ядер. Для этого случая можно вычислить матричный элемент перехода двух нуклонов по схеме оболочек. Этому и посвящена настоящая работа. Влияние взаимодействия с другими нуклонами (сердцевиной) можно учесть введением некоторого поправочного фактора, как будет выяснено подробнее в § 7.

Вероятность безнейтринного двойного β-распада сильно зависит от энергии перехода, в связи с чем практический интерес представляют лишь переходы из основного состояния в основное. В настоящей работе рассматриваются только такие переходы.

Итак, наша задача состоит в том, чтобы на основе модели независимых нуклонов вычислить ядерные матричные элементы для скалярной связи

$$\int 1 \int 1 \equiv \langle F | \sum_{i \neq k} \tau_i^+ \tau_k^+ | I \rangle \tag{1}$$

и для тензорной связи

$$\int \sigma \int \sigma \equiv \langle F | \sum_{i \neq k} \tau_i^+ \tau_k^+ (\vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_k) | I \rangle. \tag{2}$$

Здесь $\tau_i^+$ — оператор перехода $i$-го нейтрона в протон, $\vec{\sigma}_i$ — оператор спина $i$-го нуклона, $I$ и $F$ — начальное ($Ca^{48}$) и конечное ($Ti^{48}$) состояния ядра. Оба состояния обладают одинаковым внутренним ядром $Ca^{40}$, которое в переходе не участвует и может быть исключено из рассмотрения. Поэтому начальное состояние $I$ есть состояние восьми нейтронов с индивидуальными моментами $j = 7/2$, т. е. начальное состояние описывает оболочку $f_{7/2}^8$, замкнутую относительно нейтронов. Изотопический спин этого состояния $T = 4$ с изотопической проекцией $T_\zeta = 4$. Полный момент начального ядра, конечно, $J = 0$. $Ti^{48}$ — четно-четное ядро, полный

* Важность изучения $Ca^{48}$ была отмечена также Н. Колесниковым [7].

момент конечного основного состояния $F$ поэтому равен нулю. На незаполненной оболочке $f_{7/2}$ у $Ti^{48}$ имеется два протона и шесть нейтронов, т. е. изотопическая проекция этого состояния $T_\zeta = 2$.

Флауэрс [3] произвел общую классификацию состояний $n$ эквивалентных нуклонов с $j = 7/2$. Оказывается, что для $T_\zeta = 2$ существуют всего четыре состояния с полным моментом $J = 0$:

$$\left.\begin{array}{llll} \text{I.} & J=0 & T=4 & s=0 \\ \text{II.} & J=0 & T=2 & s=0 \\ \text{III.} & J=0 & T=2 & s=4 \\ \text{IV.} & J=0 & T=2 & s=4^{*} \end{array}\right\} \qquad (3)$$

Здесь $s$ — дополнительное квантовое число — «seniority».

Мы считаем, что основным состоянием $Ti^{48}$ является состояние II (3), которое удовлетворяет требованию, чтобы основное состояние обладало минимальным изотопическим спином.

В настоящей работе вычислены матричные элементы (1), (2) переходов в состояния I, II (3) и косвенным путем получена полусумма квадратов матричных элементов переходов в два состояния с $s = 4$.

## § 2. Построение волновых функций

В теории оболочек можно ввести индивидуальные состояния нуклонов. Состояние $i$-го нуклона с полным моментом $j = 7/2$ и проекцией момента $m$ мы будем описывать нормированной волновой функцией-спинором ранга 7 $\varphi_m(i)$ и изотопической волновой функцией $\chi_1(i)$, если нуклон находится в зарядовом состоянии нейтрона, или $\chi_{-1}(i)$, если нуклон есть протон. При построении конечных состояний мы будем использовать функции вида:

$$\chi(12) \equiv \chi_{-1}(1)\chi_{-1}(2)\chi_1(3)\cdots\chi_1(8). \qquad (4)$$

$\chi(12)$ соответствует состоянию, в котором 1-й и 2-й нуклоны — протоны.

Полная волновая функция строится из индивидуальных волновых функций обычным образом. Так, сразу можно написать начальную волновую функцию, которая описывает оболочку $f_{7/2}$ из восьми нейтронов:

$$\Psi_I^T(J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4) = \Phi_0 \cdot \chi_1(1)\chi_1(2)\cdots\chi_1(8), \qquad (5)$$

где

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{8!}}\Sigma \pm \varphi_{7/2}(1)\,\varphi_{5/2}(2)\cdots\varphi_{-7/2}(8) \qquad (6)$$

— полностью антисимметричная функция;

$$\chi_1(1)\,\chi_1(2)\cdots\chi_1(8)$$

— изотопическая функция состояния $T = 4$, $T_\zeta = 4$.

Так же просто можно построить волновую функцию двух протонов и шести нейтронов, соответствующую $T_\zeta = 2$ и $T = 4$. Изотопическая функция такого состояния полностью симметрична:

$$\frac{1}{\sqrt{28}}\sum_{i<k}\chi(ik), \qquad (7)$$

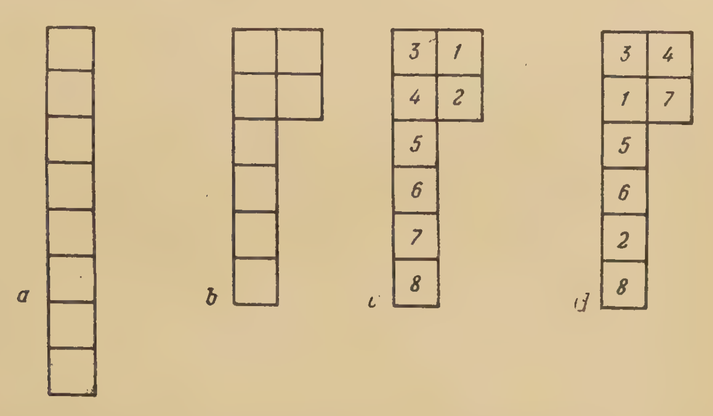
---

* Отсутствие состояния с $T = 3$ имеет общее значение и может быть доказано в общем виде. Коротко говоря, это обстоятельство связано с невозможностью построения скалярной функции, симметричной относительно нечетного числа пар частиц.

а пространственно-спиновая функция совпадает с начальной $\Phi_0$. Поэтому

$$\Psi_F(J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4)=\Phi_0\cdot\frac{1}{\sqrt{28}}\sum_{i<k}\chi(ik). \tag{8}$$

Этой функции, как легко видеть, соответствует схема Юнга (рисунок, $a$). Волновой функции состояния $T=2$, $T_\zeta=2$ должна соответствовать схема Юнга (рисунок, $b$).




Функция $\Phi_F$ (12), соответствующая конкретной схеме Юнга (рисунок, $c$), может быть построена из некоторой производящей функции $\Phi$ путем симметризации ее по нуклонам (13) и (24) с последующей антисимметризацией по группам (12) и (345678). Функция $\Phi$ в общем случае может быть построена способом, указанным в [4]. Нас интересуют состояния с $T=0$. Поэтому за $\Phi$ можно выбрать любую скалярную функцию восьми нуклонов, дающую не нуль при симметризации по указанной схеме Юнга. Именно в этом месте проявляется неоднозначность состояний с данными $J$ и $T$. Для дальнейшей классификации состояний вводится квантовое число $s$. Удобно интерпретировать число $s$ как число, показывающее, сколько нуклонов не входит в волновую функцию состояния $n$ эквивалентных нуклонов в скалярной комбинации

$$\begin{bmatrix} i \\ k \end{bmatrix}\equiv\Sigma(-1)^{m+\frac{1}{2}}\varphi_m(i)\varphi_{-m}(k). \tag{9}$$

Ясно, что если $s<n$, то волновая функция $n$ нуклонов сводится, с точки зрения свойств пространственной симметрии, к функции $s$ нуклонов.

Наиболее просто производящая функция $\Phi$ может быть построена для случая $s=0$. Она имеет вид:

$$\Phi=\begin{bmatrix} 1 \\ 2 \end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix} 3 \\ 4 \end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix} 5 \\ 6 \end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix} 7 \\ 8 \end{bmatrix}, \tag{10}$$

где прямые скобки имеют смысл скалярного произведения (9).

Из этой функции строим, как указано выше, функцию $\Phi_F$ (12). Для дальнейших вычислений удобно записать $\Phi_F$ (12) в виде

$$\Phi_F(12)=N_6\hat{A}_6\left(2\begin{bmatrix} 1 \\ 2 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 3 \\ 4 \end{bmatrix}+\begin{bmatrix} 1 \\ 3 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 2 \\ 4 \end{bmatrix}-\right.$$
$$\left.-\begin{bmatrix} 1 \\ 4 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 2 \\ 3 \end{bmatrix}\right)\left(\begin{bmatrix} 5 \\ 6 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 7 \\ 8 \end{bmatrix}-\begin{bmatrix} 5 \\ 7 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 6 \\ 8 \end{bmatrix}+\begin{bmatrix} 5 \\ 8 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 6 \\ 7 \end{bmatrix}\right). \tag{11}$$

Здесь в явном виде произведена антисимметризация по группам (12), (34) и (5678); $\hat{A}_6$ — антисимметризация по (345678), она сводится к

$\frac{6!}{2!4!} = 15$ членам; $N_6$ — нормировка. Полезно заметить, что в скобках стоят функции четырех нуклонов, соответствующие изотопическим спинам $T=0$ и $T=2$:

$$\varphi_{T=0}(12\,|\,34) = 2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix} + \begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix} \qquad (12)$$

(вертикальная черта в $\varphi_{T=0}(12\,|\,34)$ разделяет группы, внутри которых $\varphi_{T=0}$ антисимметрична) и

$$\varphi_{T=2}(5678) = \begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}5\\7\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix} + \begin{bmatrix}5\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}. \qquad (13)$$

Из функций вида $\Phi(12)$ и $\chi(12)$ (см. (4)) легко построить полностью антисимметричную полную функцию состояния $J=0$, $T=2$, $T_\zeta=2$, $s=0$:

$$\Psi_F(J=0,\ T=2,\ T_\zeta=2,\ s=0) = \frac{1}{\sqrt{28}}\sum_{i<k} \pm\chi(ik)\,\Phi_F(ik) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{28}}\{\chi(12)\,\Phi_F(12) - \chi(13)\,\Phi_F(13) - \ldots + \chi(34)\,\Phi_F(34) + \ldots\}, \qquad (14)$$

где $\Phi_F(ik)$ получается из $\Phi_F(12)$ простым изменением нумерации. Например, функции $\Phi_F(47)$ соответствует схема Юнга (рисунок, $d$).

Набору квантовых чисел $J=0$, $T_\zeta=2$, $s=0$ соответствуют лишь два состояния из (3) — I и II. Первое состояние описывается функцией (8). Функция (14) ортогональна к (8), что можно проверить непосредственно, вычисляя скалярное произведение функций, но это ясно уже из того, что (8) и (14) принадлежат к различным схемам Юнга. Следовательно, функция (14) действительно описывает состояние $T=2$.

Две функции, соответствующие $T=2$, $s=4$, имеют вид (14), но с более сложными $\Phi_F(ik)$. Задачу построения можно свести к задаче четырех частиц, представив новые $\Phi_F(ik)$ в виде (11), но теперь функции в первой скобке не будут иметь тот простой смысл $[\ ][\ ] = [\ ]\times[\ ]$, который имелся в случае $s=0$. Мы функций с $s=4$ строить не будем. Укажем лишь, что, строя функции четырех частиц методом [4], можно непосредственно убедиться, что функции (3) действительно исчерпывают возможный набор функций с $T_\zeta=2$.

## § 3. Вычисление нормировки

Чтобы функцией (14) можно было пользоваться, нужно еще вычислить нормировку $N_6$. Это вычисление не тривиально, поскольку в $\Phi_F(12)$ некоторые члены, например,

$$\varphi_{7/2}(1)\,\varphi_{-7/2}(2)\,\varphi_{5/2}(3)\,\varphi_{-5/2}(4)\,\varphi_{3/2}(5)\,\varphi_{-3/2}(6)\,\varphi_{1/2}(7)\,\varphi_{-1/2}(8),$$

входят, ввиду $\hat{A}_6$, по три раза, другие вообще взаимно уничтожаются.

Произведем явную антисимметризацию $\hat{A}_6$ по (345678). Для этого удобно записать (11) в виде

$$\Phi_F(12) = N_6\hat{A}_6\varphi_{T=0}(12\,|\,34)\,\varphi_{T=2}(5678). \qquad (15)$$

Вертикальными чертами разделены группы, внутри которых уже произведена явная антисимметризация.

Тогда получим (вид $A$):

$$\begin{aligned}
\Phi_F(12) = N_6 \{ & \varphi_{T=0}(12\,|\,34)\,\varphi_{T=2}(5678) && \text{1 член} \\
- & \varphi_{T=0}(12\,|\,3\underline{5})\,\varphi_{T=2}(\underline{4}678) && \\
- & \varphi_{T=0}(12\,|\,3\underline{6})\,\varphi_{T=2}(54\underline{7}8) && \text{4 члена} \\
- & \ldots\ldots\ldots && \\
- & \varphi_{T=0}(12\,|\,\underline{5}4)\,\varphi_{T=2}(\underline{3}678) && \\
- & \ldots\ldots\ldots && \text{4 члена} \\
+ & \varphi_{T=0}(12\,|\,\underline{\underline{56}})\,\varphi_{T=2}(\underline{\underline{34}}78) && \\
+ & \varphi_{T=0}(12\,|\,\underline{\underline{57}})\,\varphi_{T=2}(\underline{3}6\underline{4}8) && \text{6 членов} \\
+ & \ldots\ldots\ldots \}
\end{aligned} \tag{16а}$$

(для большей наглядности подчеркнуты номера, по которым происходит перестановка) или (вид $B$):

$$\begin{aligned}
\Phi_F(12) = -N_6 \{ & \varphi_{T=0}(12\,|\,35)\,\varphi_{T=2}(4678) \\
- & \varphi_{T=0}(12\,|\,3\underline{4})\,\varphi_{T=2}(\underline{5}678) \\
- & \varphi_{T=0}(12\,|\,3\underline{6})\,\varphi_{T=2}(45\underline{7}8) \\
\mp & \ldots\ldots\ldots \}
\end{aligned} \tag{16б}$$

Получаем следующие равенства:

$$\begin{aligned}
(\Phi_F(12),\ \Phi(12)) &= N_6(\varphi_{T=0}(12\,|\,34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \Phi_F(12,\ \text{вид } A)) - \\
&- N_6(\varphi_{T=0}(12\,|\,35)\,\varphi_{T=2}(4678),\ \Phi_F(12,\ \text{вид } B)) \mp \ldots = \\
&= 15N_6(\varphi_{T=0}(12\,|\,34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \Phi_F(12,\ \text{вид } A)).
\end{aligned} \tag{17}$$

Здесь, как обычно, $(\Phi_1,\ \Phi_2)$ означает скалярное произведение.

Введем обозначения:

$$\left.\begin{aligned}
\varphi^2_{T=0} &= (\varphi_{T=0}(12\,|\,34),\ \varphi_{T=0}(12\,|\,34)) \\
\varphi^2_{T=2} &= (\varphi_{T=2}(5678),\ \varphi_{T=2}(5678)) \\
p &= (\varphi_{T=0}(12\,|\,3\underline{4})\,\varphi_{T=2}(\underline{5}678),\ \varphi_{T=0}(12\,|\,3\underline{5})\,\varphi_{T=2}(\underline{4}678)) \\
q &= (\varphi_{T=0}(12\,|\,\underline{\underline{34}})\,\varphi_{T=2}(\underline{\underline{56}}78),\ \varphi_{T=0}(12\,|\,\underline{\underline{56}})\,\varphi_{T=2}(\underline{\underline{34}}78)).
\end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Тогда ввиду того, что

$$(\varphi_{T=0}(12\,|\,3\underline{4})\,\varphi_{T=2}(5\underline{6}78),\quad \varphi_{T=0}(12\,|\,3\underline{6})\,\varphi_{T=2}(54\underline{7}8)) = (-1)^2 p \tag{19}$$

и т. п., получим

$$(\Phi_F(12),\ \Phi_F(12)) = 15N_6^2(\varphi^2_{T=0}\cdot\varphi^2_{T=2} - 8p + 6q). \tag{20}$$

Вычисления $\varphi^2_{T=0}$, $\varphi^2_{T=2}$ $p$ и $q$ значительно облегчаются тем, что в $\varphi_{T=0}(12\,|\,34)\,\varphi_{T=2}(5678)$ существенны лишь члены, не содержащие одинаковых проекций индивидуальных моментов внутри каждой группы нуклонов.

В дальнейшем нами используются формулы:

$$\Big(\underbrace{[\;\;]\cdots\begin{bmatrix}i\\k\end{bmatrix}}_{n},\ \underbrace{[\;\;]\cdots\begin{bmatrix}i\\k\end{bmatrix}}_{n}\Big)=8\Big(\underbrace{[\;\;]\cdots}_{n-1}\ \underbrace{[\;\;]\cdots}_{n-1}\Big) \tag{21}$$

если есть одинаковая пара, и

$$\Big(\underbrace{[\;\;]\cdots[\;\;]}_{n},\ \underbrace{[\;\;]\cdots[\;\;]}_{n}\Big)=\pm 8, \tag{22}$$

если нет одинаковых пар. Знак определяется четностью суммы $n+\Sigma m+ +\Sigma m'$, что будет ясно при конкретных вычислениях ($n$ — число скалярных пар).

Докажем (22) на частном примере $n=2$. Найдем скалярное произведение для функций:

$$\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}=\sum(-1)^{m_1+m_2+1}\varphi_{m_1}(1)\,\varphi_{-m_1}(2)\,\varphi_{m_2}(3)\,\varphi_{-m_2}(4)$$

и

$$\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}=\sum(-1)^{m_1'+m_2'+1}\varphi_{m_1'}(1)\,\varphi_{m_2'}(2)\,\varphi_{-m_2'}(3)\,\varphi_{-m_1'}(4).$$

Помня, что

$$(\varphi_m(i),\ \varphi_{m'}(k))=\delta_{ik}\delta_{mm'}, \tag{23}$$

получаем

$$\Big(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix},\ \begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}\Big)=$$

$$=\sum_{m_1=m_1'=-m_2'=m_2}(-1)^{m_1+m_2+m_1'+m_2'+2}=\sum(-1)^{2m+2}=-8. \tag{24}$$

Ниже мы будем это записывать коротко:

$${}^{2+}\Big(\overset{m}{\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}}\overset{m}{\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}},\ \overset{m}{\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}}\overset{-m}{\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}}\Big)=-8 \qquad (2m+2=\text{нечет.})$$

Над скалярным произведением выписана сумма $(n+\sum m+\sum m')$ с учетом (23).

Легко вычисляются

$$\varphi^2_{T=0}=2^4\cdot 3^3 \quad \text{и} \quad \varphi^2_{T=2}=2^4\cdot 3^2.$$

Вычислить $p$ несколько сложнее. Запишем $p$ подробно:

$$p=\Big(\Big\{2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}\Big\}\Big\{\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}5\\7\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}5\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}\Big\},$$
$$\Big\{2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\5\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\5\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}\Big\}\Big\{\begin{bmatrix}4\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}4\\7\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}4\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}\Big\}\Big).$$

Взаимно не уничтожаются скалярные произведения вида

$${}^{2+}\Big(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\overset{m}{\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}}\overset{-m}{\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},\ \begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\overset{m}{\begin{bmatrix}3\\5\end{bmatrix}}\overset{-m}{\begin{bmatrix}4\\6\end{bmatrix}}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\Big)=+8\cdot 8^2 \qquad (2=\text{чет.})$$

$${}^{3+}\Big(\overset{m}{\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}}\overset{-m}{\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}}\overset{m}{\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},\ \overset{m}{\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}}\overset{-m}{\begin{bmatrix}2\\5\end{bmatrix}}\overset{m}{\begin{bmatrix}4\\6\end{bmatrix}}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\Big)=+8\cdot 8 \qquad (3+2m=\text{чет.})$$

$${}^{3+}\Big(\overset{m}{\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}}\overset{m}{\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}}\overset{-m}{\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},\ \overset{m}{\begin{bmatrix}1\\5\end{bmatrix}}\overset{-m}{\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}}\overset{-m}{\begin{bmatrix}4\\6\end{bmatrix}}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\Big)=-8\cdot 8 \qquad (3=\text{нечет.})$$

Здесь всюду вычисления подобны вычислениям (24).

Используя, как и раньше, то обстоятельство, что от перемены обозначений скалярное произведение не меняется, получим величину

$$p = 2(2\cdot 8^3 + 8^2 + 8^2)\cdot 3 + (2\cdot 8^2 + 8^3)\cdot 3 + (2\cdot 8^2 + 8^3)\cdot 3 = 3\cdot 7\cdot 2^9.$$

Три слагаемых отвечают слагаемым функции $\varphi_{T=0}(12\,|\,34)$. Множитель 3 появился за счет функций типа $\varphi_{T=2}$: существенны члены, содержащие одинаковые пары $\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix}$ или $\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}$, например $\left(\ldots\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},\ldots\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)$.

Теперь найдем $q$.

$$\begin{aligned}
q = \Bigl(&\Bigl\{2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}\Bigr\}\Bigl\{\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}5\\7\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}5\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}\Bigr\},\\
&\Bigl\{2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}1\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\6\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\5\end{bmatrix}\Bigr\}\Bigl\{\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}3\\7\end{bmatrix}\begin{bmatrix}4\\8\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}3\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}4\\7\end{bmatrix}\Bigr\}\Bigr) =\\
= \Bigl(&\Bigl\{2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}\Bigr\}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},\\
&\Bigl\{2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}1\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\6\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\5\end{bmatrix}\Bigr\}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\Bigr).
\end{aligned}$$

Остальные члены взаимно сокращаются, так как содержат одинаковые проекции внутри группы нуклонов (5678). При вычислении существенны члены вида

$$\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)=8^4;\quad \left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},\begin{bmatrix}1\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)=+8^3;$$

$$\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},\begin{bmatrix}1\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)=-8^3;$$

$$\left(\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},\begin{bmatrix}1\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)=+8^2;$$

$$\left(\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},\begin{bmatrix}1\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)=-8^2.$$

Отсюда получаем

$$q = 2(2\cdot 8^4 + 8^3 + 8^3) + (2\cdot 8^3 + 8^2 + 8^2) + (2\cdot 8^3 + 8^2 + 8^2) = 2^8\cdot 3^4.$$

Подставляя найденные величины в (20), найдем нормировку функции $\Phi_F(12)$ на единицу:

$$N_6^2 = \frac{1}{81}\cdot\frac{7}{2\cdot 131}. \qquad (25)$$

## § 4. Вычисление матричного элемента $\int 1 \int 1$

Очень легко вычислить матричный элемент $\int 1\int 1$. Ясно, что оператор $\sum\limits_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+$ не действует на пространственно-спиновую функцию, поэтому отличен от нуля лишь переход $T=4\to T=4$. Подставляя в (1) соответствующие функции (5) и (8), сразу получаем:

$$\begin{aligned}
\int 1\int 1 &\equiv \Bigl\langle F\Bigl|\sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+\Bigr|I\Bigr\rangle =\\
&= \Bigl\langle J=0,\ T=4,\ T_\zeta=2\Bigl|\sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+\Bigr|J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4\Bigr\rangle =\\
&= \frac{56}{\sqrt{28}}(\Phi_0,\Phi_0) = 2\sqrt{28}. \qquad (26)
\end{aligned}$$

## § 5. Вычисление матричных элементов $\int\sigma\int\sigma$

В оператор $\hat{L}=\sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+(\vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_k)$ входят одночастичные спиновые операторы $\vec{\sigma}_i$:

$$(\vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_k)=\sigma_z(i)\,\sigma_z(k)+\frac{1}{2}\sigma_+(i)\,\sigma_-(k)+\frac{1}{2}\sigma_-(i)\,\sigma_+(k), \tag{27}$$

где

$$\sigma_+\equiv\sigma_x+i\sigma_y;\quad \sigma_-\equiv\sigma_x-i\sigma_y.$$

Мы рассматриваем переходы внутри оболочки $f_{7/2}$, т. е. полные моменты и орбитальные моменты каждого нуклона до и после перехода равны $j={}^7/_2$, и $l=3$. Поэтому [5]

$$\left.\begin{aligned}\sigma_z\varphi_m&=\frac{1}{7}m\varphi_m,\\ \sigma_+\varphi_m&=\frac{1}{7}f(m+1)\,\varphi_{m+1},\\ \sigma_-\varphi_m&=\frac{1}{7}f(m)\,\varphi_{m-1},\end{aligned}\right\} \tag{28}$$

где

$$f(m)\equiv\sqrt{(j-m+1)(j+m)}=\sqrt{({}^9/_2-m)({}^7/_2+m)}. \tag{29}$$

Ниже будут использованы равенства:

$$\left.\begin{aligned}&\sum m^2=42;\ \sum m^4={}^1/_2\,777;\\ &\sum_{m_1\neq m_2}m_1m_2=-42;\quad \sum_{|m_1|\neq|m_2|}m_1m_2=0;\quad \sum_{m_1\neq m_2}m_1^2m_2^2={}^1/_2\,2751;\\ &f(-m)=f(m+1);\ \sum f^2(m)=84;\\ &\sum f^2(m+1)\,f^2(m)=1008;\ \sum m(m-1)\,f^2(m)=231.\end{aligned}\right\} \tag{30}$$

Матричные элементы от оператора $\hat{L}$ удобно записывать как скалярное произведение

$$\int\sigma\int\sigma\equiv\langle F|\hat{L}|I\rangle=(\Psi_F,\ \hat{L}\Psi_I). \tag{31}$$

Вычислим этот матричный элемент для перехода

$$J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4\rightarrow J=0,\ T=2,\ T_\zeta=2,\ s=0.$$

Результат действия операторов $\tau_i^+\tau_k^+$ очевиден:

$$(\Psi_F(T=2,\ s=0),\ \hat{L}\Psi_I)=\frac{56}{\sqrt{28}}(\Phi_F(12),\ \vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2\Phi_0). \tag{32}$$

Оператор $\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2$ действует на индивидуальные функции первого и второго нуклонов. Поэтому при вычислении матричных элементов для краткости мы будем явно выписывать лишь ту часть функций $\Phi_0$ и $\Phi_F$ (12), которая содержит 1-й и 2-й нуклоны. При этом нужно помнить, что $\Phi_0$ полностью антисимметрична и не содержит членов с одинаковыми проекциями моментов у двух нуклонов. Ясно, что при такой сокращенной записи равенства должны пониматься в условном смысле. Еще раз

выпишем функцию

$$\Phi_F(12) = N_6 \hat{A}_6 \left\{2 \begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix} + \begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}\right\}\left\{\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}5\\7\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix} + \begin{bmatrix}5\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}\right\}.$$

Начальную функцию удобно представить в виде

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{8!}} \Sigma \pm \begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}, \qquad (33)$$

где суммирование производится по существенно различным функциям, не равным друг другу с точностью до знака. Тогда вычисление матричного элемента от $\sigma_z\sigma_z$ сводится к нахождению следующих элементов:

$$\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}, \sigma_z(1)\sigma_z(2)\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\right) = \left(\frac{1}{7}\right)^2 \sum_{m_1 \neq m_2} m_1 m_2 = -\frac{42}{49},$$

$$\left(\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}, \sigma_z(1)\sigma_z(2)\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}\right) = \sum_{|m_1| \neq |m_2|} m_1 m_2 = 0.$$

Отсюда

$$(\Phi_F(12), \sigma_z(1)\sigma_z(2)\Phi_0) = \frac{N_6}{\sqrt{8!}} 2\left(-\frac{42}{49}\right)\cdot 6\cdot 4!\cdot 15; \qquad (34)$$

здесь $N_6$ и $\frac{1}{\sqrt{8!}}$ — нормировки, 2 — коэффициент при $\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}$, 6 — число членов из $\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}$ при данном $\varphi_m(1)\varphi_{-m}(2)$ из $\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}$, 4! — число членов из антисимметричной функции от (5678), 15 — множитель из-за $\hat{A}_6$.

Вычисление матричного элемента от $\sigma_+\sigma_-$ проведем несколько подробнее:

$$\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}, \sigma_+(1)\sigma_-(2)\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\right) = \left(\Sigma(-1)^{m+\frac{1}{2}}\varphi_m(1)\varphi_{-m}(2),\right.$$

$$\left.\left(\frac{1}{7}\right)^2 \sum (-1)^{m'+\frac{1}{2}} f(m'+1) f(-m')\varphi_{m'+1}(1)\varphi_{-m'-1}(2)\right) =$$

$$= \left(\frac{1}{7}\right)^2 \sum_{m=m'+1} (-1)^{m+m'+1} f(m'+1) f(-m') = -\left(\frac{1}{7}\right)^2 \sum f^2(m) = -\frac{84}{49}, \quad (35)$$

$$\sigma_+\sigma_-\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix} =$$

$$= \left(\frac{1}{7}\right)^2 \sum_{|m_1| \neq |m_2|} (-1)^{m_1+m_2+1} f(m_1+1) f(m_2)\varphi_{m_1+1}(1)\varphi_{m_2-1}(2)\varphi_{-m_1}(3)\varphi_{-m_2}(4). \quad (36)$$

Опять равенство написано с учетом того, что фактически в $\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}$, рассматриваемой как часть $\Phi_0$, присутствуют лишь члены, не исчезающие при антисимметризации по (1234).

Ясно, что

$$\left(\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}, \sigma_+\sigma_-\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}\right) = 0, \qquad (37)$$

а отличен от нуля член вида

$$\left(\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}, \sigma_+\sigma_-\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}\right) =$$

$$= \left(\frac{1}{7}\right)^2 \sum_{m_1+1=m_2} (-1)^{m_1+m_2+1+(m_1+1)+(m_2-1)+1} f(m_1+1) f(m_2) = +\frac{84}{49}. \quad (38)$$

Собирая подобные члены, получим:

$$(\Phi_F(12),\ \sigma_+(1)\,\sigma_-(2)\,\Phi_0) = \frac{N_6}{\sqrt{8!}}\left\{2\left(-\frac{84}{49}\right)6 + \left(\frac{84}{49}\right) + \left(\frac{84}{49}\right)\right\}\cdot 4!\cdot 15. \qquad (39)$$

Здесь нужно иметь в виду, что в $\Phi_F(12)$ члены вида $\begin{bmatrix}1\\ i\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\ k\end{bmatrix}$ имеют знак, противоположный четности перестановки. Окончательно получим:

$$(\Phi_F(12),\ \sigma_+(1)\,\sigma_-(2)\,\Phi_0) = -\frac{N_6}{\sqrt{8!}}\cdot\frac{84}{49}\cdot 10\cdot 4!\cdot 15. \qquad (40)$$

Легко видеть, что:

$$(\Phi_F(12),\ \sigma_+(1)\,\sigma_-(2)\,\Phi_0) = (\Phi_F(12),\ \sigma_-(1)\,\sigma_+(2)\,\Phi_0). \qquad (41)$$

Отношение матричных элементов (34) и (40) равно:

$$\frac{(\Phi_F(12),\ \sigma_z\sigma_z\Phi_0)}{(\Phi_F(12),\ \sigma_+\sigma_-\Phi_0)} = \frac{3}{5}. \qquad (42)$$

Теперь можно написать полный матричный элемент:

$$M_2 \equiv (\Psi_F(T=2,\ s=0),\ \sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+(\vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_k)\,\Psi_I) = -\frac{N_6\sqrt{8!}\cdot 48}{7\sqrt{7}}, \qquad (43)$$

$$M_2^2 = \frac{36\cdot 32}{49\cdot 131} = 0{,}18. \qquad (44)$$

Соответственно для перехода в $\Psi_F(T=4)$ вычисляются:

$$(\Phi_0,\ \sigma_z\sigma_z\Phi_0) = \left(\frac{1}{7}\right)^2\frac{1}{8!}\sum_{m_1\neq m_2} m_1 m_2\cdot 6! = -\frac{1}{56}\cdot\frac{42}{49} \qquad (45)$$

и

$$(\Phi_0,\ \sigma_+\sigma_-\Phi_0) = -\left(\frac{1}{7}\right)^2\frac{1}{56}\sum_m f^2(m) = -\frac{1}{56}\cdot\frac{84}{49}. \qquad (46)$$

Минус в (46) получается ввиду того, что результат, не исчезающий из-за антисимметричности $\Phi_0$, отличен от нуля лишь для переходов $m \leftrightarrow m-1$, которые меняют четность перестановки. Из (45) и (46) находим:

$$M_1 \equiv (\Psi_F(T=4),\ \sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+(\vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_k)\,\Phi_I) = -\frac{9}{7\sqrt{7}}, \qquad (47)$$

$$M_1^2 = 0{,}24. \qquad (48)$$

## § 6. Переходы в состояния с $s=4$

Как легко показать, оператор $\hat{L} = \Sigma\tau_i^+\tau_k^+(\vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_k)$ коммутирует с оператором полного момента $\mathbf{J} = \Sigma(\mathbf{l}_i + \vec{\sigma}_i)$, где $\mathbf{l}_i$ и $\vec{\sigma}_i$ — операторы орбитального и спинового моментов $i$-го нуклона. Это обстоятельство дает возможность косвенным путем получить некоторые сведения о переходах в два состояния с $s=4$, а именно вычислить полусумму квадратов матричных элементов в эти состояния.

В самом деле, из того, что полный момент сохраняется, следует, что можно написать разложение

$$\hat{L}\Psi_I\ (J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4)=M_1\Psi_F(J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4)+$$
$$+M_2\Psi_F(J=0,\ T=2,\ T_\zeta=2,\ s=0)+$$
$$+M_3\Psi_F^{(1)}(J=0,\ T=2,\ T_\zeta=2,\ s=4)+$$
$$+M_4\Psi_F^{(2)}(J=0,\ T=2,\ T_\zeta=2,\ s=4). \quad (49)$$

Это разложение полное, поскольку, как указывалось, других состояний с $J=0$ и $T_\zeta=2$ нет. Если $\Psi_F$ нормированы на 1, то ясно, что $M_1$, $M_2$, $M_3$ и $M_4$ есть матричные элементы переходов в соответствующие состояния.

Найдем скалярное произведение выражения (49) самого на себя:

$$(\hat{L}\Psi_I,\ \hat{L}\Psi_I)=M_1^2+M_2^2+M_3^2+M_4^2 \quad (50)$$

или

$$M_3^2+M_4^2=(\hat{L}\Psi_I,\ \ \hat{L}\Psi_I)-M_1^2-M_2^2. \quad (51)$$

Формула (51) дает возможность найти полусумму $^1/_2(M_3^2+M_4^2)$ без использования сложных функций с $s=4$.

Вычисление $(\hat{L}\Psi_I,\ \hat{L}\Psi_I)$ полностью аналогично вычислениям § 5 и дает

$$(\hat{L}\Psi_I,\ \ \hat{L}\Psi_I)=1{,}43. \quad (52)$$

Отсюда

$$^1/_2(M_3^2+M_4^2)\approx 0{,}5. \quad (53)$$

## § 7. Результаты

Приводим таблицу вычисленных квадратов матричных элементов. Для двух последних переходов пишем их полусумму. Выделен переход в наиболее вероятное основное состояние.

| Обозначение матричного элемента | Начальное состояние | Конечное состояние | Квадрат матричного элемента |
|---|---|---|---|
| $\int 1 \int 1$ | $J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4$ | $J=0,\ T=4,\ T_\zeta=2$ | 112 |
| $\int\sigma\int\sigma$ | $J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4$ | $J=0,\ T=4,\ T_\zeta=2,\ s=0$ | 0,24 |
| | | $J=0,\ T=2,\ T_\zeta=2,\ s=0$ | 0,18 |
| | | $J=0,\ T=2,\ T_\zeta=2,\ s=4$ | 0,5 |
| | | $J=0,\ T=2,\ T_\zeta=2,\ s=4$ | 0,5 |

Из таблицы видно, что наиболее вероятное значение квадрата ядерного матричного элемента равно 0,2.

Это, однако, не представляет собой реальную величину матричного элемента. Как известно, только в самых легких ядрах вычисление по схеме независимых частиц приводит к правильному значению матричного элемента. Причина этого, повидимому, заключается в изменении формы ядра в процессе β-распада. Анализ, проведенный Бором и Моттельсо-

ном [6], показывает, что в области оболочки $f_{7/2}$ экспериментальное значение времени жизни больше теоретического примерно в 100 раз (для $Ca^{48}$ — в 100, для $Sc^{49}$ — в 80). Этот же множитель надо, очевидно, ввести и в матричный элемент двойного β-распада. Могло бы показаться, что в матричный элемент двойного β-распада этот множитель должен входить в квадрате. Это, однако, не так. Переход в промежуточное состояние (после испускания одного нейтрона) будет происходить без деформации ядра (по причинам, аналогичным принципу Кондона — Шортли), и лишь в конечном состоянии произойдет деформация ядра, так как переход должен произойти между заданными основными состояниями ядер*.

Учитывая все сказанное, мы можем ожидать только, что теоретическая формула даст лишь приближенную оценку времени жизни. Можно, однако, ожидать, что эта оценка представляет собой нижнюю границу для времени жизни, так как все отклонения от схемы независимых частиц могут только увеличить это время. Фактор формы также вряд ли может оказаться существенно меньше 100. Сравнение с опытом дает возможность определить этот деформационный фактор, что, очевидно, интересно уже само по себе.

Формула для периода полураспада дана в [2], она имеет вид:

$$T_{1/2} \approx 7\cdot 10^{19} Z^{-4/3} (1 - e^{-Z/22})^2 \frac{1}{|M|^2 f(x)} \text{ лет};$$

$f(x)$ для энергии 4,3 MeV равно $7\cdot 10^4$.

Подставляя значения остальных величин, входящих в формулу, получим для периода полураспада значения:

$$T_{1/2} \approx 0{,}5\cdot 10^{16} \text{ лет (при энергии 4,3 MeV)}.$$

Ошибки расчета могут привести к тому, что реальное время окажется на порядок больше.

В заключение мы выражаем благодарность Я. Зельдовичу и А. Базь за полезное обсуждение работы.

Примечание при корректуре. Маккарти [1] в 1955 г. сообщил новое значение $T_{1/2} \approx (1{,}6 \pm 0{,}7)\cdot 10^{17}\cdot \ln 2 = (1 \pm 0{,}5)\cdot 10^{17}$ лет, что даст для деформационного фактора величину 500 ÷ 1000.

### Цитированная литература

1. McCarthy J., Phys. Rev., 97, 1234 (1955).
2. Зельдович Я., Лукьянов С., Смородинский Я., УФН, 54, 361 (1954).
3. Flowers B., Proc. Roy. Soc., A212, 248 (1952).
4. Mizushima M., Umezawa M., Phys. Rev., 85, 37 (1952).
5. Ландау Л., Лифшиц Е., Квантовая механика.—ГИТТЛ, М.—Л., 1948.
6. Bohr A., Mottelson B., Dan. Mat. Fys. Medd., 27, No. 16 (1953).
7. Иваненко Д., Колесников Н., ДАН СССР, 81, 5, 771 (1951).

* Рассуждения эти очень грубы. Они указывают только на то, что результирующий множитель должен быть меньше квадрата множителя обычного распада. В пользу этого говорит и то обстоятельство, что формы двух четно-четных ядер различаются меньше, чем формы четно-четного и четно-нечетного ядер.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

В. А. КРАВЦОВ

# НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО СОПОСТАВЛЕНИЮ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ СРЕДНИХ ЯДЕР

Большое число экспериментальных данных по измерению масс дублетов, энергий ядерных реакций и энергий продуктов радиоактивных распадов дает возможность перекрестного контроля при вычислении масс атомов и энергий связи их ядер. В области ядер средних масс ($20 \leqslant Z \leqslant 78$), оказывается, можно контролировать экспериментальные данные, сравнивая разности энергий связи. В ряде случаев расхождение между значениями разности энергий связи ядер, вычисленными по двум разным экспериментальным значениям, ставит под сомнение оба измерения и не позволяет установить правильную величину разности энергий связи.

В работе [1] мы показали, что при установлении более достоверных экспериментальных данных может быть полезным изучение сечений энергетических поверхностей. Этот метод позволил нам в [1, 2] убедительно разрешить некоторые сомнительные случаи и выбрать наиболее надежные экспериментальные данные. Как известно, зависимость энергии связи ядер $E$ от порядкового номера $Z$ и массового числа $A$ может быть представлена в виде четырех энергетических поверхностей в пространстве ($E$, $Z$, $A$): поверхностей для четно-четных, четно-нечетных, нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер. Для удобства построения графиков выгоднее рассматривать энергетические поверхности с уменьшенным уклоном, например для легких и средних ядер эти поверхности могут быть представлены уравнением

$$9A - E\ (Z,\ A)\ \text{MeV} = \text{const}.$$

Удобно рассматривать сечения этих поверхностей плоскостями $Z = \text{const}$ (изотопическое сечение), $N = A - Z = \text{const}$ (изонейтронное сечение) и $T = A - 2Z - \text{const}$ (сечение по ядрам с равными избытками нейтронов). Как было установлено в [1], имеется ряд свойств сечений энергетических поверхностей, которые позволяют контролировать сомнительные энергии связи путем сопоставления их с другими энергиями связи. Свойства эти таковы:

1) отсутствуют пересечения между поверхностями для четно-четных и нечетно-нечетных ядер, а также их пересечения с остальными двумя поверхностями;

2) поверхности разной четности в основном повторяют все изгибы друг друга;

3) сечения одинаковой четности изменяются от одного значения $Z$, $N$ или $T$ к соседнему $Z \pm 2$, $N \pm 2$ или $T \pm 2$, сохраняя некоторое сходство по форме и взаимному расположению кривых;

4) кривые изотопических ($Z = \text{const}$) и изонейтронных ($N = \text{const}$) сечений имеют выпуклость, обращенную только к оси $A$ или $Z$.

В результате критического сопоставления экспериментальных данных нами были составлены таблицы масс средних атомов и энергий связи их ядер [1]. Недавно появились новые, более точные, масс-спектрометри-

ческие измерения [3] и другие работы [4—9], позволившие уточнить массы и энергии связи ядер с массовыми числами 68 ÷ 104.

Целью настоящей работы является пересмотр на основании этих более точных значений результатов работы [1] (см. таблицу в конце статьи).

Оказалось, что опубликованные в [1] выводы об энергиях связи $Sc^{48}$, $V^{48}$, $Ni^{57}$ и $Ge^{69}$ остаются без изменений. Существенным изменениям в связи с данными работы [3] подвергаются выводы об энергиях связи ядер с массовым числом $A = 85$.

Рассмотрим противоречия, возникающие при вычислении энергий связи ядер с массовым числом $A = 85$. Энергия связи «последнего» нейтрона в ядре $Kr^{85}$ $e_n = 5{,}95 \pm 0{,}08$ MeV, если ее вычислить из энергии реакции $Kr^{84}$(d, p)$Kr^{85}$, измеренной в работе [10]; та же энергия связи оказывается равной $e_n = 6{,}90 \pm 0{,}09$ MeV, если ее вычислить из масс-спектрометрических данных для атомов $Kr^{84}$ и $Rb^{85}$ по работе [3] и из энергии $\beta^-$-распада $Kr^{85}$($T_{1/2} = 9{,}4$ года) по [11—13]. Расхождение на $0{,}95 \pm 0{,}12$ MeV превосходит погрешность в 8 раз.

Энергия связи нейтрона в ядре $Sr^{86}$ равна $e_n = 9{,}5 \pm 0{,}2$ MeV, если ее принять равной порогу реакции $Sr^{86}(\gamma, n)\, Sr^{85}$, измеренному в работе [14]. Из значения энергии связи ядра $Rb^{85}$, вычисленной из масс-спектрометрических измерений работы [3], пользуясь схемой распада $Sr^{85}$($T_{1/2} = 65$ дн), опубликованной в [11, 15, 16], можно найти верхнюю границу энергии связи ядра $Sr^{85}$. Энергия связи устойчивого ядра $Sr^{86}$ известна из масс-спектрометрических данных [3]; вычитая из нее верхний предел энергий связи ядра $Sr^{85}$, можно установить, что энергия связи нейтрона в $Sr^{86}$ не меньше $11{,}0 \pm 0{,}1$ MeV. Таким образом, нижняя граница связи нейтрона в $Sr^{86}$, полученная из масс-спектрометрических измерений, на $1{,}5 \pm 0{,}3$ MeV больше, чем та же энергия, полученная из реакции.

Среди использованных в расчетах величин наиболее надежными являются: энергия $\beta^-$-распада $Kr^{85}$, измеренная независимо друг от друга тремя группами авторов [11—13], и нижняя граница энергии электронного захвата $Sr^{85}$, также измеренная в трех работах [11, 15, 16]. Масса устойчивого $Sr^{86}$ хорошо согласуется с масс-спектрометрическими значениями масс $Kr^{86}$, $Rb^{87}$, $Sr^{87}$, $Sr^{88}$, $Y^{89}$, $Zr^{90}$ и $Nb^{93}$ по [3] и данными по энергиям реакций и распадов. Значение массы $Sr^{86}$ получено уравновешиванием всех этих масс и энергий реакций по способу наименьших квадратов и поэтому наличие систематических ошибок при определении массы $Sr^{86}$ мало вероятно. Энергия связи $Kr^{84}$ хорошо ложится на кривые всех видов, описываемые далее, и это позволяет утверждать, что систематическая ошибка в ее измерении менее 0,3 MeV. Следовательно, источником расхождения в значениях энергий связи «последних» нейтронов могут быть три величины: энергия реакции $Kr^{84}$(d, p)$Kr^{85}$ из [10], масса $Rb^{85}$ из [3] и порог реакции $Sr^{86}\,(\gamma, n)\, Sr^{85}$ из [14].

Рассмотрим рис. 1, на котором представлено изотопическое сечение по $Z = 36$, содержащее значения энергии связи изотопов криптона. Кривая *2* приведена для четно-нечетных ядер. Сплошная ее часть проведена через точку, соответствующую значению энергии связи $Kr^{85}$, вычисленной из массы $Rb^{85}$ по [3], а пунктирная часть — через точку *3*, соответствующую значению энергии связи $Kr^{85}$, вычисленной по энергии (d, p)-реакции из массы $Kr^{84}$. Пунктирная часть кривой *2* имеет перегиб с выпуклостью вверх, что пока не наблюдалось в изотопическом сечении; сплошная кривая идет без перегибов, что свидетельствует, по-видимому, об ошибке, допущенной при измерении энергии (d, p)-реакции [10]. Эта ошибка подтверждается также и рис. 2, на котором изображено изонейтронное сечение ($N = 49$), содержащее значение энергии связи ядра $Kr^{85}$. Пунктирная часть кривой, проведенная через точку *3*, вычисленную по энергии (d, p)-реакции, дает перегиб и выпуклость, направленную вверх. Для проверки энергии связи $Rb^{85}$ служит рис. 3 с изонейтронным сечением для $N = 48$, содержащим значения энергии связи ядра

$Rb^{85}$. Пунктирная часть кривой *2* и точка *3* построены по энергии связи $Rb^{85}$, вычисленной по энергии (d, p)-реакции. Сплошная часть кри-

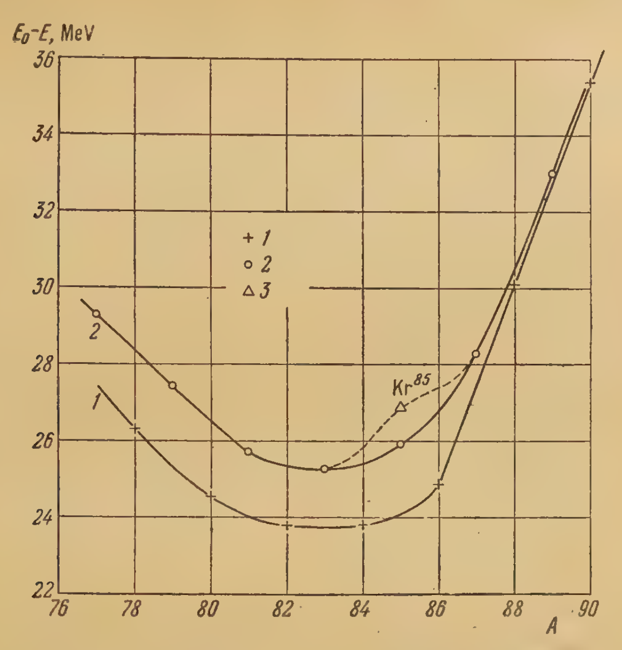



Рис. 1. Изотопическое сечение энергетических поверхностей с уменьшенным уклоном для изотопов криптона ($Z = 36$): *1* — точки, построенные по энергиям связи для четно-четных ядер; *2* — точки, построенные по энергиям связи для четно-нечетных ядер, а для $Kr^{85}$—по массе $Rb^{85}$; *3*—точка, построенная для энергии связи $Kr^{85}$, вычисленной по энергии (d, p)-реакции

вой *2* и лежащие на ней точки относятся к нечетно-четным ядрам и энергии связи $Rb^{85}$, вычисленной из масс-спектрометрических данных. Рис. 3

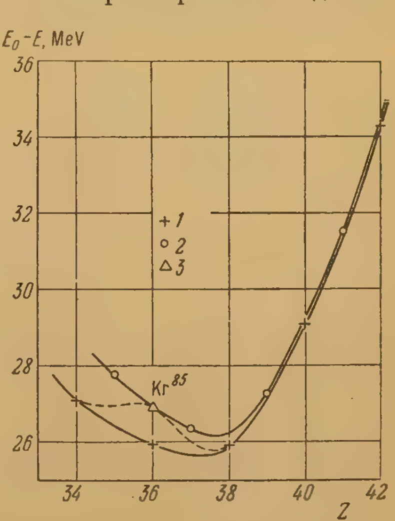



Рис. 2. Изонейтронное сечение энергетических поверхностей с уменьшенным уклоном для ядер с $N = 49$: *1* — точки, построенные для четно-нечетных ядер, а для $Kr^{85}$—по массе $Rb^{85}$; *2* — точки, построенные для нечетно-нечетных ядер; *3* — точка, построенная для энергии связи $Kr^{85}$, вычисленной по энергии (d, p)-реакции

свидетельствует об ошибочности значения энергии (d, p)-реакции и правильности значения массы $Rb^{85}$ по измерениям [3].

Для выяснения правильности значения энергии реакции $Sr^{86}(\gamma, n)\,Sr^{85}$ может служить рис. 4 с изонейтронным сечением $N = 47$, содержа-

щим энергию связи ядра $Sr^{85}$. Пунктирная часть кривой *1* и точка *3* получены из энергии ($\gamma$, n)-реакции, сплошная часть кривой *1* и лежащие на ней точки относятся к четно-нечетным ядрам и энергии связи $Sr^{85}$, вычисленной из массы $Rb^{85}$. Пунктирная часть кривой *1* имеет выпуклость вверх, что устанавливает ошибочность измерений энергии реакции $Sr^{86}(\gamma, n)Sr^{85}$.

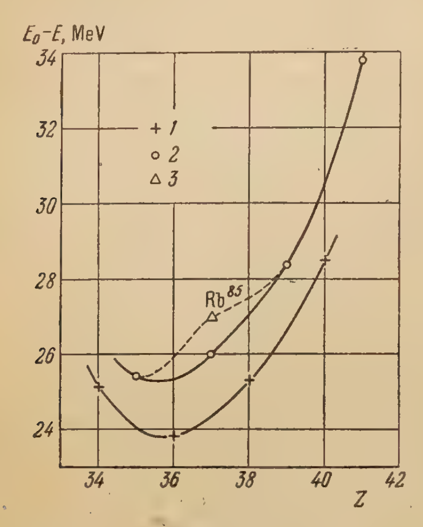



Рис. 3. Изонейтронное сечение энергетических поверхностей с уменьшенным уклоном для ядер с $N=48$: *1* — точки, построенные для четно-четных ядер; *2* — точки для нечетно-четных ядер для $Rb^{85}$, построенные по масс-спектрометрическим данным; *3* — точка, построенная для энергии связи $Rb^{85}$, вычисленной из массы $Kr^{84}$ по энергии (d, p)-реакции

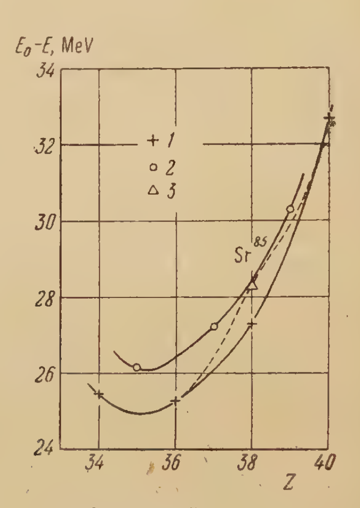



Рис. 4. Изонейтронное сечение энергетических поверхностей с уменьшенным уклоном для ядер с $N=47$: *1*—точки, построенные для четно-нечетных ядер, а для $Sr^{85}$ — по массе $Rb^{85}$: *2* — точки, построенные для нечетно-нечетных ядер; *3*— точка, построенная для энергии связи $Sr^{85}$, вычисленной из массы $Sr^{86}$ по энергии ($\gamma$, n)-реакции

Таким образом, все рассмотренные сечения и все другие, которые не приводятся здесь, устанавливают наличие ошибок в измерениях энергий реакций $Kr^{84}(d, p)Kr^{86}$ и $Sr^{86}(\gamma, n)Sr^{85}$ и подтверждают правильность измерений массы $Rb^{85}$ в работе [3]. Энергии связи последних нейтронов следует считать равными

$$e_n(Kr^{85}) = 6{,}90 \pm 0{,}09 \text{ MeV},$$

$$e_n(Sr^{86}) = 11{,}0 \pm 0{,}3 \text{ MeV}.$$

Эти выводы расходятся с заключениями, сделаными нами в [1] относительно энергий связи нейтронов в $Kr^{85}$ и $Sr^{86}$. Это различие вызвано всеми новыми измерениями масс в [3] и, в особенности, отказом авторов работы [3] от значения массы $Kr^{83}$, опубликованного ранее Коллинсом в [17]. Эти выводы хорошо согласуются с другими новыми данными, например с энергией $\beta^-$-распада $Br^{82}$, приведенной в [9]. Новые данные об энергии связи, приведенные ниже в таблице, дают более плавные кривые всех трех сечений энергетических поверхностей. Это дает уверенность, что новые значения масс и энергий связи ядер в интервале $68 \leqslant A \leqslant 104$ значительно точнее опубликованных ранее.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

### Цитированная литература


1. Кравцов В., ЖЭТФ, 25, 630 (1953).
2. Кравцов В., УФН, 54, 3 (1954).
3. Collins T., Johnson W., Nier A., Phys. Rev., **94**, 398 (1954).
4. Rietjens L., Van den Bold H., Endt P., Physica, **20**, 107 (1954).
5. Haldar B., Wiig E., Phys. Rev., **94**, 1713 (1954).
6. Marquez L., Phys. Rev., **95**, 67 (1954).
7. Kochendorfer D., Farmer D., Bull. Am. Phys. Soc., **29**, No. 6, 20 (1954).
8. Diamond R., Phys. Rev., **95**, 410 (1954).
9. Lu D., Kelley W., Wiedenbeck M., Phys. Rev., **95**, 1533 (1954).
10. Wheeler G., Schwartz R., Watson W., Phys. Rev., **92**, 121 (1953).
11. Sunyar A., Mihelich J., Scharff-Goldhaber G., Goldhaber M., Wall N., Deutsch M., Phys. Rev., **86**, 1023 (1952).
12. Zeldes H., Ketelle B., Brosi A., Phys. Rev., **79**, 901 (1950).
13. Bergström I., Ark. Fys., **5**, 191 (1952).
14. Sher R., Halpern J., Mann A., Phys. Rev., **84**, 387 (1951).
15. Ter-Pogossian M., Porter F., Phys. Rev., **81**, 1057 (1951).
16. Emmerich W., Kurbatov J., Phys. Rev., **85**, 149 (1952).
17. Collins T., Mass-spectroscopy in Physics Research, Nat. Bur. Stand. USA. Circular 522, 67 (1953).
18. Levi C., Papineau L., C. R., **1038**, 1407 (1954).


*ПРИЛОЖЕНИЕ*

**Массы средних атомов и энергии связи нуклонов их ядер от цинка до кадмия, исправленные по масс-спектрометрическим данным работ [3—8, 18]**

| Порядковый номер $Z$ и элемент | Массовое число $A$ | Число нейтронов $N$ | Вид радиоактивности | Масса атома (атомных единиц массы) | Энергия связи нуклонов в ядре, MeV |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 30 — Zn | 68 | 38 | уст. | 67,946 71±11 | 595,10±0,10 нк |
| | 69 | 39 | β⁻ | 68,948 68±6 | 601,61±0,06 нк |
| | 70 | 40 | уст. | 69,947 59±8 | 611,01±0,08 нк |
| | 71 | 41 | β⁻ | 70,949 7 ± 3 | 617,4 ± 0,3 |
| | 72 | 42 | β⁻ | 71,950 5 ± 3 | 625,0 ± 0,3 |
| 31 — Ga | 68 | 37 | β⁺ | 67,949 83±11 | 591,42±0,19 нк |
| | 69 | 38 | уст. | 68,947 72±6 | 601,73±0,06 нк |
| | 70 | 39 | β⁻, э.з. | 69,948 27±8 | 609,59±0,08 нк |
| | 71 | 40 | уст. | 70,947 42±15 | 618,75±0,14 нк |
| | 72 | 41 | β⁻ | 71,948 79±7 | 625,85±0,07 |
| | 73 | 42 | β⁻ | 72,948 1 ± 2 | 634,8 ± 0,2 |
| 32 — Ge | 69 | 37 | β⁺ | 68,950 12±7 | 598,71±0,07 нк |
| | 70 | 38 | уст. | 69,946 40±10 | 610,55±0,09 нк |
| | 71 | 39 | э.з. | 70,947 74±16 | 617,67±0,15 |
| | 72 | 40 | уст. | 71,944 49±6 | 629,07±0,05 |
| | 73 | 41 | уст. | 72,946 54±4 | 635,52±0,04 |
| | 74 | 42 | уст. | 73,944 62±9 | 645,68±0,09 |
| | 75 | 43 | β⁻ | 74,946 76±5 | 652,04±0,05 |
| | 76 | 44 | уст. | 75,945 44±5 | 661,65±0,05 |
| | 77 | 45 | β⁻ | 76,947 86±5 | 667,76±0,05 |
| | 78 | 46 | β⁻ | 77,947 6 ± 3 | 676,4 ± 0,3 |

Примечания: «э.з.» — электронный захват, «и» — энергия связи и масса получена интерполяцией по кривым, «нк» — при получении значений энергий связи и масс применялось уравновешивание экспериментальных данных по способу наименьших квадратов.

(*Продолжение*)

| Порядковый номер $Z$ и элемент | Массовое число $A$ | Число нейтронов $N$ | Вид радиоактивности | Масса атома (атомных единиц массы) | Энергия связи нуклонов в ядре, MeV |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 33 — As | 71 | 38 | $\beta^+$ | 70,949 90±16 | 614,88±0,15 |
| | 72 | 39 | $\beta^+$ | 71,949 17±6 | 623,93±0,05 |
| | 73 | 40 | $\beta^+$ | 72,946 8 ± 2 | 634,5 ±0,2 и |
| | 74 | 41 | $\beta^+$, $\beta^-$ | 73,947 38±9 | 642,33±0,09 |
| | 75 | 42 | уст. | 74,945 54±5 | 652,40±0,05 |
| | 76 | 43 | $\beta^-$ | 75,946 68±7 | 659,71±0,07 |
| | 77 | 44 | $\beta^-$ | 76,947 86±5 | 669,44±0,05 |
| | 78 | 45 | $\beta^-$ | 77,946 6 ± 2 | 676,5 ± 0,2 |
| | 79 | 46 | $\beta^-$ | 78,946 0 ± 3 | 685,5 ± 0,2 |
| 34 — Se | 73 | 39 | $\beta^+$ | 72,949 7 ± 2 | 631,0 ± 0,2 и |
| | 74 | 40 | уст. | 73,945 99±8 | 642,84±0,08 |
| | 75 | 41 | э.з. | 74,946 48±8 | 650,75±0,05 |
| | 76 | 42 | уст. | 75,943 45±5 | 661,94±0,05 |
| | 77 | 43 | уст. | 76,944 47±5 | 669,36±0,05 |
| | 78 | 44 | уст. | 77,942 20±5 | 679,84±0,05 |
| | 79 | 45 | $\beta^-$ | 78,943 67±6 | 686,84±0,06 |
| | 80 | 46 | уст. | 79,941 92±5 | 696,83±0,05 |
| | 81 | 47 | $\beta^-$ | 80,943 68±8 | 703,57±0,08 |
| | 82 | 48 | уст. | 81,942 68±5 | 712,85±0,05 |
| | 83 | 49 | $\beta^-$ | 82,944 1 ± 2 | 719,9 ± 0,2 |
| 35 — Br | 75 | 40 | $\beta^+$ | 74,949 40±5 | 647,25±0,05 |
| | 76 | 41 | $\beta^+$ | 75,948 38±9 | 656,57±0,08 |
| | 77 | 42 | $\beta^+$ | 76,945 93±5 | 667,22±0,05 |
| | 78 | 43 | $\beta^+$ | 77,945 88±10 | 675,63±0,09 |
| | 79 | 44 | уст. | 78,943 50±6 | 686,21±0,06 |
| | 80 | 45 | $\beta^+$, $\beta^-$ | 79,943 95±5 | 694,16±0,05 |
| | 81 | 46 | уст. | 80,942 17±6 | 704,18±0,06 |
| | 82 | 47 | $\beta^-$ | 81,942 90±8 | 711,86±0,08 |
| | 83 | 48 | $\beta^-$ | 82,941 49±6 | 721,44±0,06 |
| | 84 | 49 | $\beta^-$ | 83,943 24±6 | 728,28±0,06 |
| | 85 | 50 | $\beta^-$ | 84,942 5 ± 2 | 737,4 ± 0,2 |
| | 87 | 52 | $\beta^-$ | 86,949 6 ± 5 | 747,5 ± 0,5 |
| 36 — Kr | 77 | 41 | $\beta^+$ | 76,949 8 ± 2 | 663,7 ± 0,2 |
| | 78 | 42 | уст. | 77,944 98±5 | 675,78±0,05 |
| | 79 | 43 | $\beta^+$ | 78,945 52±6 | 683,55±0,06 |
| | 80 | 44 | уст. | 79,941 74±7 | 695,44±0,06 |
| | 81 | 45 | э.з. | 80,942 3 ± 2 | 703,3 ± 0,2 и |
| | 82 | 46 | уст. | 81,939 52±7 | 714,23±0,06 |
| | 83 | 47 | уст. | 82,940 44±6 | 721,75±0,06 |
| | 84 | 48 | уст. | 83,938 21±6 | 732,18±0,06 |
| | 85 | 49 | $\beta^-$ | 84,939 80±7 | 739,08±0,07 |
| | 86 | 50 | уст. | 85,937 99±13 | 749,12±0,12 нк |
| | 87 | 51 | $\beta^-$ | 86,940 98±14 | 754,70±0,13 нк |
| | 88 | 52 | $\beta^-$ | 87,942 34±17 | 761,82±0,17 |
| | 89 | 53 | $\beta^-$ | 88,944 7 ± 4 | 768,0 ± 0,4 |
| | 90 | 54 | $\beta^-$ | 89,946 6 ± 6 | 774,6 ± 0,3 и |
| 37 — Rb | 81 | 44 | $\beta^+$ | 80,944 4 ± 3 | 700,5 ± 0,3 и |
| | 82 | 45 | $\beta^+$ | 81,943 9 ± 3 | 709,4 ± 0,3 и |
| | 83 | 46 | э.з. | 82,941 5 ± 2 | 720,0 ± 0,2 и |

(*Продолжение*)

| Порядковый номер Z и элемент | Массовое число A | Число нейтронов N | Вид радиоактивности | Масса атома (атомных единиц массы) | Энергия связи нуклонов в ядре, MeV |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| | 84 | 47 | +β | 83,941 06±6 | 728,75±0,06 |
| | 85 | 48 | уст. | 84,939 05±7 | 738,99±0,07 |
| | 86 | 49 | $\beta^-$ | 85,938 70±11 | 747,67±0,10 |
| | 87 | 50 | ест. $\beta^-$ | 86,937 00±11 | 757,63±0,10 нк |
| | 88 | 51 | $\beta^-$ | 87,939 31±17 | 763,86±0,15 |
| | 89 | 52 | $\beta^-$ | 88,940 5 ± 4 | 771,1 ± 0,4 |
| | 90 | 53 | $\beta^-$ | 89,942 0 ± 5 | 777,6 ± 0,4 |
| | 82 | 44 | $\beta^+$ | 81,948 3 ± 4 | 704,5 ± 0,4 и |
| | 83 | 45 | $\beta^+$ | 82,943 9 ± 4 | 717,0 ± 0,4 и |
| | 84 | 46 | уст. | 83,939 95±16 | 729,00±0,16 |
| 38 — Sr | 85 | 47 | э.з. | 84,939 6 ± 3 | 737,7 ± 0,3 |
| | 86 | 48 | уст. | 85,936 78±11 | 748,69±0,10 нк |
| | 87 | 49 | уст. | 86,936 71±11 | 757,12±0,10 нк |
| | 88 | 50 | уст. | 87,933 75±14 | 768,23±0,14 нк |
| | 89 | 51 | $\beta^-$ | 88,935 67±16 | 774,81±0,16 нк |
| | 90 | 52 | $\beta^-$ | 89,935 91±24 | 782,95±0,24 |
| | 91 | 53 | $\beta^-$ | 90,938 63±25 | 788,79±0,23 |
| | 86 | 47 | $\beta^+$ | 85,941 3 ± 4 | 743,7 ± 0,4 и |
| | 87 | 48 | $\beta^+$ | 86,938 6 ± 3 | 754,6 ± 0,3 и |
| | 88 | 49 | $\beta^+$ | 87,936 67±16 | 764,75±0,16 |
| 39 — Y | 89 | 50 | уст. | 88,934 09±17 | 775,50±0,16 нк |
| | 90 | 51 | $\beta^-$ | 89,935 27±24 | 782,77±0,23 |
| | 91 | 52 | $\beta^-$ | 90,935 77±25 | 790,67±0,23 |
| | 92 | 53 | $\beta^-$ | 91,938 7 ± 4 | 796,2 ± 0,4 |
| | 93 | 54 | $\beta^-$ | 92,938 8 ± 5 | 804,6 ± 0,5 |
| | 94 | 55 | $\beta^-$ | 93,943 0 ± 6 | 809,0 ± 0,6 и |
| | 87 | 47 | $\beta^+$ | 86,942 4 ± 3 | 750,3 ± 0,3 и |
| | 88 | 48 | э. з. | 87,937 2 ± 3 | 763,5 ± 0,3 |
| | 89 | 49 | $\beta^+$ | 88,937 10±18 | 771,92±0,17 нк |
| | 90 | 50 | уст. | 89,932 88±24 | 784,22±0,22 нк |
| 40 — Zr | 91 | 51 | уст. | 90,934 11±25 | 791,44±0,23 нк |
| | 92 | 52 | уст. | 91,933 74±26 | 800,15±0,24 нк |
| | 93 | 53 | $\beta^-$ | 92,935 46±20 | 806,92±0,20 нк |
| | 94 | 54 | уст. | 93,935 87±28 | 814,90±0,26 и |
| | 95 | 55 | $\beta^-$ | 94,938 3 ± 4 | 821,0 ± 0,4 и |
| | 96 | 56 | уст. | 95,938 9 ± 5 | 828,8 ± 0,5 и |
| | 97 | 57 | $\beta^-$ | 96,941 7 ± 5 | 834,6 ± 0,5 и |
| | 89 | 48 | $\beta^+$ | 88,941 3 ± 5 | 767,2 ± 0,5 |
| | 90 | 49 | $\beta^+$ | 89,938 2 ± 5 | 778,5 ± 0,5 |
| | 91 | 50 | э. з. | 90,935 0 ± 3 | 789,8 ± 0,3 |
| | 92 | 51 | э. з. | 91,935 85±28 | 797,40±0,28 нк |
| 41 — Nb | 93 | 52 | уст. | 92,935 39±20 | 806,20±0,20 нк |
| | 94 | 53 | $\beta^-$ | 93,936 63±20 | 813,41±0,20 нк |
| | 95 | 54 | $\beta^-$ | 94,936 9 ± 4 | 821,5 ± 0,4 и |
| | 96 | 55 | $\beta^-$ | 95,938 5 ± 4 | 828,4 ± 0,4 и |
| | 97 | 56 | $\beta^-$ | 96,938 8 ± 5 | 836,4 ± 0,5 и |
| | 99 | 58 | $\beta^-$ | 98,942 0 ± 5 | 850,2 ± 0,5 и |

(*Продолжение*)

| Порядковый номер Z и элемент | Массовое число A | Число нейтронов N | Вид радиоактивности | Масса атома (атомных единиц массы) | Энергия связи нуклонов в ядре, MeV |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 42 — Mo | 91 | 49 | $\beta^+$ | 90,939 66±29 | 784,71±0,27 |
| | 92 | 50 | уст. | 91,934 51±27 | 797,87±0,25 |
| | 93 | 51 | э. з. | 92,935 3 ± 5 | 805,5 ± 0,5 и |
| | 94 | 52 | уст. | 93,934 37±20 | 814,74±0,18 |
| | 95 | 53 | уст. | 94,936 0 ± 4 | 821,6 ± 0,4 и |
| | 96 | 54 | уст. | 95,935 2 ± 4 | 830,75±0,40 и |
| | 97 | 55 | уст, | 96,936 8 ± 5 | 837,6 ± 0,5 и |
| | 98 | 56 | уст. | 97,936 0 ± 4 | 846,7 ± 0,4 и |
| | 99 | 57 | $\beta^-$ | 98,938 6 ± 5 | 852,6 ± 0,5 и |
| | 100 | 58 | уст. | 99,938 4 ± 3 | 861,2 ± 0,3 |
| | 101 | 59 | $\beta^-$ | 100,941 2 ± 5 | 866,9 ± 0,5 и |
| 43 — Tc | 93 | 50 | $\beta^+$ | 92,938 6 ± 5 | 801,6 ± 0,5 и |
| | 94 | 51 | $\beta^+$ | 93,938 98±22 | 809,66±0,21 |
| | 95 | 52 | э. з. | 94,937 5 ± 4 | 819,4 ± 0,4 и |
| | 96 | 53 | э. з. | 95,938 1 ± 5 | 827,2 ± 0,5 и |
| | 97 | 54 | э. з. | 96,936 9 ± 5 | 836,7 ± 0,5 и |
| | (98) | 55 | (э. з.) | 97,937 7 ± 6 | 844,3 ± 0,6 и |
| | 99 | 56 | $\beta^-$ | 98,937 2 ± 5 | 853,2 ± 0,5 и |
| | 100 | 57 | $\beta^-$ | 99,938 6 ± 6 | 860,2 ± 0,6 и |
| | 101 | 58 | $\beta^-$ | 100,938 8 ± 6 | 868,4 ± 0,6 и |
| 44 — Ru | 95 | 51 | $\beta^+$ | 94,940 3 ± 6 | 816,0 ± 0,6 и |
| | 96 | 52 | уст. | 95,938 1 ± 5 | 826,4 ± 0,5 и |
| | 97 | 53 | э. з. | 96,937 8 ± 6 | 835,1 ± 0,6 и |
| | 98 | 54 | уст. | 97,936 2 ± 7 | 844,9 ± 0,7 и |
| | 99 | 55 | уст. | 98,936 8 ± 7 | 852,7 ± 0,7 и |
| | 100 | 56 | уст. | 99,935 6 ± 8 | 862,2 ± 0,8 и |
| | 101 | 57 | уст. | 100,937 1 ± 6 | 869,2 ± 0,6 и |
| | 102 | 58 | уст. | 101,936 10±9 | 878,50±0,09 |
| | 103 | 59 | $\beta^-$ | 102,938 3 ± 2 | 884,8 ± 0,2 |
| | 104 | 60 | уст. | 103,937 6 ± 3 | 893,8 ± 0,3 и |
| 45 — Rh | 98 | 53 | $\beta^+$ | 97,941 6 ± 8 | 839,1 ± 0,8 и |
| | 99 | 54 | $\beta^+$ | 98,938 7 ± 7 | 850,2 ± 0,7 и |
| | 100 | 55 | $\beta^+$ | 99,939 5 ± 8 | 857,8 ± 0,8 и |
| | 101 | 56 | э. з. | 100,937 4 ± 6 | 868,1 ± 0,6 и |
| | 102 | 57 | $\beta^+$, $\beta^-$ | 101,938 55±9 | 875,44±0,09 |
| | 103 | 58 | уст. | 102,937 42±12 | 884,85±0,12 |
| | 104 | 59 | $\beta^-$ | 103,939 11±12 | 891,64±0,12 |
| 46 — Pd | 100 | 54 | э. з. | 99,941 5 ± 8 | 855,2 ± 0,8 и |
| | 101 | 55 | $\beta^+$ | 100,941 0 ± 8 | 864,0 ± 0,8 и |
| | 102 | 56 | уст. | 101,937 34±9 | 875,78±0,09 |
| | 103 | 57 | э. з. | 102,938 02±12 | 883,51±0,12 |
| | 104 | 58 | уст. | 103,936 34±10 | 893,44±0,10 |
| 47 — Ag | 103 | 56 | $\beta^+$ | 102,941 2 ± 3 | 879,8 ± 0,3 |
| | 104 | 57 | $\beta^+$ | 103,940 94±12 | 888,38±0,12 |
| 48 — Cd | 104 | 65 | $\beta^+$ | 103,942 98 ±14 | 885,75±0,14 |

*Материалы*
*Совещания по низкотемпературному магнетизму*

(Харьков, 1—3 июля 1954 г.)